

Physikalische Berichte

Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen
Raturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“
gemeinsam herausgegeben von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
und der
Deutschen Gesellschaft für technische Physik
unter der Redaktion von Karl Scheel

rgang

1. Oktober 1923

Nr. 19

1. Allgemeines.

Chwolson. Lehrbuch der Physik. 2. Aufl. Dritter Band, zweite Abteilung. Lehre von der Wärme. Herausgegeben von Gerhard Schmidt. Mit 110 Abbildungen. VII u. 460 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., [S. 1208.] SCHEEL.

B. Hort. Leonardo da Vinci as a pioneer of aviation. Journ. Roy. Aeron. 27, 1923, Nr. 149 u. 150. Die Beobachtungen, Zeichnungen und Konstruktionen da Vincis werden wiedergegeben und ihre Beziehungen zu den in unserer Zeit gefundenen Lösungen besprochen. HOFF.

Giltay. Mersenne and his Ideas on Sound. Proc. Ind. Ass. Cult. of Sc. —106, 1923, Nr. 1. SCHEEL.

Emde. Polare und axiale Vektoren in der Physik. ZS. f. Phys. 16, 209, 1923, Nr. 3. Äußerung zu den Bemerkungen von L. Prandtl. Herr Emde stellt nochmals seinen Standpunkt, daß sich die physikalischen Vektoren nicht ohne Mühe auf zwei Klassen — polare und axiale Vektoren — verteilen lassen. OTTO BETZ.

Waelsch. Polynomialvektoranalyse und Kugelfunktionen. ZS. f. Math. u. Mech. 3, 37—45, 1923, Nr. 1. Ohne die von dem Verf. behandelte „Vektoranalyse“ als bekannt vorauszusetzen, wird einem Vektor ein Polynom zweiten Grades einer Veränderlichen zugeordnet, und einem α -Bein, d. i. dem Gebilde, welches gleich langen, von einem Punkt ausgehenden Vektoren besteht, ein Polynom n Grades. Die Verknüpfungen dieser Vielbeine zu „Bünden“ und „Vollbünden“ sind durch einen einfachen Differentiationsprozeß definiert. Diese Vielbeine und Bünde sind Grundlagen der höheren Analyse des dreidimensionalen Vektorraums. Anze, rationale und homogene Kugelfunktion α -ter Ordnung ist als Vollbund eines Beins und des speziellen α -Beins, welches den Ortsvektor \mathbf{y} α -mal enthält, gegeben. Ist die durch den Verf. bekannte Entwicklung eines Produkts von Kugelfunktionen von neuem abgeleitet. WAELSCH.

Cockey. Nomographische Darstellungsmöglichkeiten. ZS. f. angew. u. Mech. 3, 46—59, 1923, Nr. 1. Das „allgemeinste Nomogramm“ von d’Ocagne ist aus aufeinanderliegenden, durchsichtigen, mit bezifferten „Leitern“ (Skalen)

*

versehenen ebenen Blättern, die aufeinander eingestellt werden. Um die Brauchbarkeit dieses Begriffs zu prüfen, wird untersucht, wie sich die technischen Hilfsmittel und Ableseverfahren der Nomographie in ihn einfügen lassen. Diese Untersuchung führt zu mehreren Erweiterungen des d'Ocagneschen Begriffs. Die eine dieser weiterungen soll sich der vom Verf. vorgeschlagenen neuen Art von Rechentafeln anpassen, bei der eine zwischen zwei Skalenpunkten abgegriffene Strecke zwischen zwei anderen Skalenpunkten eingesetzt wird. Ferner kann der allgemeine Begriff dahin erweitert werden, daß das gleichzeitige Einstellen zweier Ebenen auf einer Tafel und aufeinander gestattet wird. Endlich soll auch das Einhalten einfacher numerischer Bedingungen und das Probieren erlaubt sein. Als Beispiele für die Verwendung des Stechzirkels werden Rechentafeln für die reduzierte kubische Gleichung, für den Inhalt des Kegelstumpfs und für die Berechnung einer auf Biegung und Druck beanspruchten Welle behandelt.

Fr. A. Willers. Numerische Integration. Mit 2 Figuren. 116 S. Berlin-Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1923 (Sammlung Göschens Nr. 864). Inhalt: Parabel n ter Ordnung durch $n+1$ Punkte und ihre Verwendung; Mittelwertbildung; Analyse empirischer Kurven; angeneherte Integration von Differentialgleichungen.

J. Hak. Bemerkungen über eine besondere Art von Rechentafeln. angew. Math. u. Mech. 2, 469—472, 1923, Nr. 6. Es wird ein Verfahren erläutert, nach dem man Gleichungen, die sich in der einfachsten Weise mit geradlinigen Strichen nicht behandeln lassen, durch Wiederholung der Grundoperation des Abtragen auf mehreren Skalen erledigen kann. Unter anderem wird in dieser Weise die ständige Gleichung 3. Grades unter Verwendung von acht geradlinigen parallel verlaufenden Leitern gelöst.

A. Galle. Neuere Integraphen. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 458—466, Nr. 6. Die Integraphen werden in zwei Klassen eingeteilt, die sich in ihrer Bauweise ähnlich wie die Rollplanimeter und Polarplanimeter unterscheiden. Jedoch sind sie von den der bestimmten Integration dienenden Apparaten dadurch verschieden, daß der Fahrarm zwei auf Schienen bewegliche Wagen verbindet und an einem Ende einen Stift trägt, der auf der gegebenen Differentialkurve geführt wird, am anderen Ende eine Schreibfeder, welche die gesuchte Integralkurve beschreibt. Ein weiterer Bestandteil ist ein mit dem Integralwagen und der Schreibfeder fest verbundenes Rädchen, dessen Rollrichtung in der Richtung des Fahrarms liegt. Bei den kartesischen Integraphen sind die Schienen für die beiden Wagen parallel auf einem rechteckigen Rahmen angebracht und bezeichnen die eine Koordinatenrichtung, während der andere rollt das ganze Gestell. Bei den Polarintegraphen sind die Schienen Kreisbögen eines Kreissektors, und der ganze Apparat rollt um den Kreismittelpunkt. Mit Integraphen kann man einfache und transzendente Kurven zeichnen, Quadrate und Wurzeln algebraischer Gleichungen finden, verschiedene Differentialgleichungen integrieren u. a. m.

H. Shaw and E. Lancaster-Jones. The Eötvös Torsion Balance. Proc. Roy. Soc. London 35, 151—166, 1923, Nr. 3. [S. 1168.]

Vollrat Happach. Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate in ihrer Anwendung auf Physik, Maschinenbau, Elektrotechnik und Geodäsie. IV u. 74 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner (Teubners technische Leitfäden, Bd. 18). „Den praktischen Zwecken, denen das

en will, entsprechend, ist der zahlenmäßigen Rechnung ein ganz besonders breiter zugestanden worden, während die Theorie lediglich so weit behandelt ist, als es Verständnis der benutzten Formeln notwendig erschien.“ Inhalt: Allgemeines Fehler und Genauigkeit einer Messung; Ausgleichung direkter Beobachtungen gleicher und ungleicher Genauigkeit; Ausgleichung vermittelnder Beobachtungen;stantenbestimmung; Ausgleichung bedingter Beobachtungen; andere Probleme, sich mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate lösen lassen; Zulässigkeit der Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate.

SCHEEL.

BASCH. Über die Genauigkeitssteigerung durch Hinzutreten einer Beobachtung. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 447—458, 1922, Nr. 6. Es wird zunächst für den Fall der direkten Beobachtungen, sodann für den wichtigsten der vermittelnden Beobachtungen untersucht, wie eine zu einer Beobachtungsreihe hinzutretende neue Beobachtung gelegen sein muß, damit einseitlich die gesamte Beobachtungsreihe als solche, andererseits das Ergebnis der Reihe in seiner Genauigkeit verbessert wird.

BASCH.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Ulrich Kottler. Maxwellsche Gleichungen und Metrik. Wien. Ber. 131 S. 119—146, 1922, Nr. 2. Eine Inhaltsangabe der Arbeit ist bereits in Wien. Anz. S. 34—35 erschienen und in diesen Ber. 3, 670, 1922 auszugsweise wiedergegeben. Die dort erwähnte von der Weltmetrik unabhängige Gestalt der Maxwell'schen Gleichungen werden jetzt die acht Differentialgleichungen

$$E_{klm} := S_{klm} \dots \quad (\text{Ia})$$

$$F_{klm} = 0 \dots \quad (\text{IIa})$$

$$S_{234} = \frac{i_x}{c}, \quad -S_{134} = \frac{i_y}{c},$$

$$S_{124} = \frac{i_z}{c}, \quad -S_{123} = \varrho \sqrt{-1}$$

$$E_{klm} = \frac{\partial}{\partial x_k} E_{lm} + \frac{\partial}{\partial x_l} E_{mk} + \frac{\partial}{\partial x_m} E_{ki},$$

$$F_{klm} = \frac{\partial}{\partial x_k} F_{lm} + \frac{\partial}{\partial x_l} F_{mk} + \frac{\partial}{\partial x_m} F_{ki}$$

ergeben. Eine Weltmetrik tritt erst auf als Folge von sechs algebraischen „Verknüpfungsrelationen“ zwischen dem „elektromagnetischen“ Sechsvetktor E und dem „netelektrischen“ Sechsvetktor F , die zugleich das Integrationsproblem erst zu bestimmen machen. Diese Relationen sind gleichwertig den Ausbreitungszenen des Feldes. Je nach ihrer Form erhält man die spezielle Minkowskische Form — für $E_{ijk} = F_{ik}$ ($i k i' k'$ positive Permutation von 1 2 3 4) — oder — aus der allgemeineren Verknüpfung

$$E_{pq} = \sum_{i,k} g_{pi} g_{qk} \cdot \frac{1}{\sqrt{g}} F_{i' k'},$$

die allgemeine Einsteinsche Metrik. Sollten die Maxwellschen Gleichungen ge Erscheinungen nicht gerecht werden, so könnte der Grund hierfür nach dem gar wohl in dieser Linearität der Maxwellschen Verknüpfungsrelationen als eine die ponderable Materie ungenügenden Approximation und nicht in den Maxwell-Gleichungen selbst liegen. (Vgl. G. Mies, Theorie d. Materie.) E. KRETSCHM

T. J. J. See. New Theory of the Aether. S.-A. Astron. Nachr. 217, 1922, Nov. 1922, Sondernummer. Eine mechanistische Äthertheorie, die sich in dieser sie recht umfangreichen und mit zahlreichen Bildern und Zeichnungen versehener setzung hauptsächlich mit dem Magnetismus und im besonderen mit dem magnetismus beschäftigt. Die Kapitelüberschriften des vorliegenden Teils der deren erste sechs Teile der Berichtende nicht kennt, lauten übersetzt: 1. Auf der Ursache des Magnetismus und einer bemerkenswerten Beziehung zw. Magnetismus und universeller Schwere. — 2. Neue allgemeine Formeln für die der ponderomotorischen Kraft in jedem Teil des magnetischen Feldes: die neue in Strenge bestätigt durch das Gesetz von Biot für einen kurzen Magneten Innern der Erdkugel als die einfachste Basis des Erdmagnetismus, 1816. — einzelne gehende Darlegung des Gesetzes, das die mittlere Gesamtintensität d. magnetismus mit der Erdschwere verknüpft. — 4. Das harmonische Gesetz (Har Law) führt zu einem Experimentum crucis in bezug auf die Natur des Magn. — 5. Untersuchung der angenommenen Bewegung der magnetischen Pole in d. — 6. Theorie des magnetischen Moments der Erde mit Gauß' Erklärung seines verfahrens. — 7. Umrisse der Gaußschen allgemeinen Theorie des Erdmagn. — 8. Die wechselseitige potentielle Energie und die wechselseitige Wirkung magnetischer Systeme: wie das Ergebnis sich ändert, infolge des magnetischen des Zuges, der längs krummen Linien von Pol zu Pol ausgeübt wird. — 9. Die S. der Schwerkraft verglichen mit elektrischen und magnetischen Kräften: Ausgeschwindigkeit der universellen Schwere. — 10. Der Genauigkeitsgrad des Ges. reziproken Quadrats für Schwere bzw. Magnetismus. — 11. Erklärung der peri- und säkulären Änderungen des Erdmagnetismus, enthaltend die Ursache der Erdmagnetischen Gewitter und Nordlichter. — 12. Die magnetische Anziehung hängt einer Zweiheit von Kräften und ist infolgedessen längs krummen Linien nach zw. gerichtet, während die Anziehung der Schwere geradlinig auf ein einzelnes zentrum hin gerichtet ist: Einfachheit der allgemeinen Naturgesetze. E. KRET

A. S. Eddington. Raum, Zeit und Schwere. Ein Umriß der allge. Relativitätstheorie. Ins Deutsche übertragen von W. Gordon. Mit 19 Abb. VIII u. 204 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-G. (Sammlung: Die Wissenschaft, herausgegeben von Eilhard Wiedemann, Eine Darstellung der Relativitätstheorie mit möglichst einfachen Mitteln. Was ist Geometrie? 1. Die Lorentzkontraktion; 2. Relativität; 3. Die vierdimensionale Welt; 4. Kraftfelder; 5. Raumarten; 6. Das neue und das alte Gravitation; 7. Schweres Licht; 8. Weitere Prüfungen der Theorie; 9. Impuls und Energie; Unendlichkeit entgegen; 11. Elektrizität und Schwere; 12. Über die Natur der Dinge.

H. W. Brinkmann. On Riemann spaces conformal to Einstein space Nat. Acad. 9, 172—174, 1923, Nr. 5. Es werden ohne Beweise einige Ergebnisse in den Math. Ann. (Bd. u. S. sind nicht angegeben) erschienenen Arbeit über die Abbildbarkeit Riemannscher Räume aufeinander wiedergegeben, ins sog. „Einsteinräume“, d. h. solcher, für die $R_{ij} = \frac{1}{n} R \cdot g_{ij}$ gilt. E. KRE

Einstein. Notiz zu der Arbeit von A. Friedmann: „Über die Krümmung des Raumes“. ZS. f. Phys. 16, 228, 1923, Nr. 3. Der Verf. zieht seine an der genannten Arbeit geübte Kritik (ZS. f. Phys. 11, 326, 1922; diese Ber. S. 327) zurück, die auf einem Rechenfehler beruhe. (In der Tat findet man, wie dem Berichtenden Herrn K. Lanczos freundlichst mitgeteilt wurde, unter den Annahmen Friedmans als vierte Gleichung des Erhaltungssatzes von Energie und Impuls $\frac{\partial(\sqrt{g}\varrho)}{\partial x_4} = 0$ $\frac{\partial\varrho}{\partial x_4} = 0$, wie Einstein schrieb.)

E. KRETSCHMANN.

S. H. Piaggio. Space-Time Geodesics. Nature 110, 699, 1922, Nr. 2769. In der Ausnummer vom 28. Oktober, S. 572 hatte Dr. Robb ein Beispiel dafür angegeben, daß die Länge einer Einsteinschen Weltgeodäte zwischen zweien ihrer Punkte weder ein Maximum, noch ein Minimum zu sein brauche. Der Verf. führt mathematisch aus, darin keine Schwäche der Theorie als solcher zu sehen sei. E. KRETSCHMANN.

Einstein. Zur allgemeinen Relativitätstheorie. Berl. Ber. 1923, S. 32—38, 14/7.

Einstein. Bemerkung zu meiner Arbeit: „Zur allgemeinen Relativitätstheorie“. Berl. Ber. 1923, S. 76—77, Nr. 12/14. Um zugleich mit dem Schwerefelde ein elektromagnetische Feld weltgeometrisch zu deuten, geht der Verf. statt von den 40 Koeffizienten $g_{\mu\nu}$ der Fundamentalform ds^2 im Anschluß an Eddington aus den 40 Koeffizienten $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$, die durch

$$\delta A^\mu = - \Gamma_{\alpha\beta}^\mu A^\alpha dx^\beta \dots \dots \dots \quad (2)$$

$$\Gamma_{\alpha\beta}^\mu = \Gamma_{\beta\alpha}^\mu$$

infinitesimale Parallelverschiebung eines Vektors und damit den affinen Zusammenhang der Welt bestimmen. Hierdurch nämlich ergibt sich die Möglichkeit, den verdeckten Krümmungstensor

$$R_{kl} = - \frac{\partial \Gamma_{kl}^\alpha}{\partial x^\alpha} + \Gamma_{k\beta}^\alpha \Gamma_{l\alpha}^\beta + \frac{\partial \Gamma_{ka}^\alpha}{\partial x^l} - \Gamma_{kl}^\alpha \Gamma_{a\beta}^\beta \dots \dots \dots \quad (3)$$

der erst durch Einführung der Christoffelschen Ausdrücke der $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ durch die symmetrisch wird — in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil oder zu zerlegen:

$$\lambda^2 R_{kl} = g_{kl} + \Phi_{kl} \dots \dots \dots \quad (5a)$$

$$\frac{1}{\lambda^2} g_{kl} = - \frac{\partial \Gamma_{kl}^\alpha}{\partial x^\alpha} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Gamma_{ka}^\alpha}{\partial x^l} + \frac{\partial \Gamma_{la}^\alpha}{\partial x^k} \right) + \Gamma_{k\beta}^\alpha \Gamma_{l\alpha}^\beta - \Gamma_{kl}^\alpha \Gamma_{a\beta}^\beta \dots \dots \quad (11)$$

$$\frac{1}{\lambda^2} \Phi_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Gamma_{ka}^\alpha}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{la}^\alpha}{\partial x^k} \right) \dots \dots \dots \quad (12)$$

wird als der metrische Tensor und Φ_{kl} gemäß der Form des Ausdrucks als der magnetische Tensor angesprochen. Der gegen 1 kleine konstante Zahlfaktor soll g_{kl} und Φ_{kl} lediglich von einer kosmischen auf eine „menschliche“ Maßeinheit bringen. — Die von Eddington nicht gelöste Aufgabe, die $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ auf die Feldkomponenten g_{kl} und Φ_{kl} zurückzuführen, wird in allgemeiner Weise mittels des Prinzips kleinsten Wirkung

$$\delta \{ \int \tilde{Q} d\tau \} = 0 \dots \dots \dots \quad (8)$$

durchgeführt. Ist die Wirkungsdichte \mathfrak{Q} Funktion der g_{kl} und Φ_{kl} allein und man:

$$\frac{\partial \mathfrak{Q}}{\partial g_{kl}} \delta g_{kl} + \frac{\partial \mathfrak{Q}}{\partial \Phi_{kl}} \delta \Phi_{kl} = \mathfrak{f}^{kl} \delta g_{kl} + \mathfrak{f}^{kl} \delta \Phi_{kl} \dots \dots$$

wobei \mathfrak{f}^{kl} eine symmetrische und \mathfrak{f}^{kl} eine antisymmetrische Tensordichte bedeuten folgen aus (8) mit der Stromdichte

$$\mathfrak{i}^l = \frac{\partial \mathfrak{f}^{l\sigma}}{\partial x^\sigma} \dots \dots$$

und

$$\mathfrak{f}^{kl} i_\alpha = \frac{\partial \mathfrak{f}^{kl}}{\partial x^\alpha} + \mathfrak{f}^{\sigma l} I_{\sigma a}^k + \mathfrak{f}^{k\sigma} I_{\sigma a}^l - \mathfrak{f}^{kl} I_{a\sigma}^\sigma \dots \dots$$

durch Variation nach den I_{hk}^i die 40 Gleichungen:

$$0 = \mathfrak{f}^{kl} i_\alpha + \frac{1}{3} \delta_a^k i^l + \frac{1}{3} \delta_a^l i_k \dots \dots$$

oder mittels einiger Rechnungen nach den I_{kl}^i aufgelöst:

$$\Gamma_{kl}^a = \frac{1}{2} s^{\alpha\beta} \left(\frac{\partial s_{k\beta}}{\partial x^l} + \frac{\partial s_{l\beta}}{\partial x^k} - \frac{\partial s_{kl}}{\partial x^\beta} \right) - \frac{1}{2} s_{kl} i^\alpha + \frac{1}{6} \delta_k^a i_l + \frac{1}{6} \delta_l^a i_k \dots \dots$$

Die Tensoren s und i sind hier aus den Tensordichten \mathfrak{s} und \mathfrak{i} mittels

$$\mathfrak{f}^{kl} = s^{kl} \sqrt{-|s_{ik}|} \dots \dots$$

$$s_{ai} s^{\beta i} = \delta_a^\beta \dots \dots$$

$$i^l = \sqrt{-|s_{ik}|} i^l = \sqrt{-s} i^l \dots \dots$$

und

$$i_l = s_{l\sigma} i^\sigma \dots \dots$$

abzuleiten, also mit Benutzung des Tensors s an Stelle von g , wie sonst üblich. Da sind die $\Gamma_{\mu\nu}^a$ durch $\Phi_{\mu\nu}$ und $g_{\mu\nu}$ bestimmt und man hat in (11) und (12) die reichende Anzahl von Feldgleichungen, vorausgesetzt, daß die Wirkungsdichte \mathfrak{Q} Funktion der $\Phi_{\mu\nu}$ und $g_{\mu\nu}$ bekannt ist und somit diese Größen vermöge (13) die \mathfrak{f}^{kl} und \mathfrak{f}^{kl} ausgedrückt werden können. — Einstein wählt für die Wirkungsdichte den einfachen Ausdruck

$$\mathfrak{Q} = 2 \sqrt{-|R_{kl}|} \dots \dots$$

ein Analogon der Tensordichte $\sqrt{-g}$ des Volumens. Hiermit wird zunächst im Falle, daß kein elektromagnetisches Feld vorhanden ist, nach (13)

$$\mathfrak{f}^{kl} = g^{kl} \sqrt{-g}, \quad \mathfrak{f}^{kl} = 0$$

und aus (24)

$$\Gamma_{kl}^a = \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \left(\frac{\partial g_{k\beta}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{l\beta}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^\beta} \right) \dots \dots$$

In (11) eingesetzt, ergibt dies die bekannte Vakuumgleichung des Schwerefeldes im kosmologischen Gliede. — Wenn das elektromagnetische Feld nicht verschwindet folgt aus (12) und (24)

$$\frac{1}{\lambda^3} \Phi_{kl} = \frac{1}{6} \left(\frac{\partial i_k}{\partial x^l} - \frac{\partial i_l}{\partial x^k} \right) \dots \dots$$

Streng genommen, kann hiernach in einem Gebiete mit der Stromdichte Null kein elektrisches oder magnetisches Feld bestehen. Das Bedenkliche dieser Folgerung

der Verf. durch den Hinweis auf die außerordentliche Kleinheit des Faktors $1/\lambda^2$ heben. Außer an singulären Stellen können praktisch die Stromdichte verschwinden, daß Φ_{kl} allzu klein wird (Zahlen sind nicht angegeben). Außerhalb dieser Stellen ist hiernach angenähert die Gleichungen

$$i^k = \frac{\partial f^{kl}}{\partial x^l} = 0 \quad \dots \dots \dots \dots \quad (26)$$

nach (12) in Strenge:

$$\frac{\partial \Phi_{kl}}{\partial x^\sigma} + \frac{\partial \Phi_{l\sigma}}{\partial x^k} + \frac{\partial \Phi_{\sigma k}}{\partial x^l} = 0 \quad \dots \dots \dots \dots \quad (27)$$

(5a) ist (wenn wieder $\lambda^2 = 1$ gesetzt wird):

$$\delta \mathfrak{H} = \delta (2 \sqrt{-|R_{kl}|}) = \sqrt{-|R_{kl}|} \cdot R^{kl} (\delta g_{kl} + \delta \Phi_{kl}).$$

Die Gleichung mit (13) führt \mathfrak{f} und \mathfrak{f}^k mittels (5a) auf g und Φ zurück. — Wenn die nur unendlich wenig von den konstanten Werten $R_{kk} = 1$, $R_{hk} = 0$, $h \neq k$ sich unterscheiden, wird in erster Näherung

$$\mathfrak{f}^{kl} = \Phi_{kl}$$

die Maxwellschen Gleichungen sind vermöge (26) und (27) erfüllt. — In der „Bemerkung“ teilt der Verf. noch mit, daß die durch Einsetzen von (24) in (3) entstehenden Gleichungen sich in die Form

$$\delta \left\{ \int \left[-2 \sqrt{-|R_{kl}|} + \Re^* - \frac{1}{6} i^{\alpha\beta} i_\alpha i_\beta \right] d\tau \right\} = 0$$

amiltonschen Prinzips bringen lassen, wobei \Re^* die skalare Dichte der zum Ramentaltensor s_{ik} gehörigen Riemann-Krümmung ist und die Variation nach i^l und f^{kl} vorzunehmen ist. Da $|R_{kl}|$ eine gerade Funktion der f^{kl} ist, so gehört der Lösung der letzten Gleichung eine zweite mit entgegengesetzt gleichen Feldstromkomponenten f^{kl} und i_α .

E. KRETSCHMANN.

Woh Petzoldt. Die Stellung der Relativitätstheorie in der geistigen Entwicklung der Menschheit. 2. Aufl. VII u. 98 S. Leipzig, Verlag von Johann F. Barth, 1923.

E. KRETSCHMANN.

Bollert. Die Apriorität von Raum und Zeit in der Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. 15, 126—152, 1923, Nr. 2/3. Aus der „Zusammenfassung“: „2. Um zunächst anschaulich vorgefundene physikalische Kontinuum zu Begriff zu bringen, notwendig, die Punkte desselben durch Einführung eines Koordinatensystems in Zahlenkörper abzubilden. Ein solches Kontinuum läßt sich durch eine endliche Zahl von Beobachtungen nur vermessen, wenn eine bestimmte Funktion der Lävien Koordinaten dx_i existiert, die die Größe des Abstandes zweier benachbarter Punkte bedeutet. — 3. Das einzige Kontinuum, welches sich Punkt für Punkt restlos in Zahlenkörper abbilden läßt, ist das euklidische. Da in ihm starre Punktketten ohne Beschränkung frei beweglich sind, ist es ohne weiteres vermeßbar. Und auch die übrigen Kontinua vermeßbar sind, muß gefordert werden, daß solche Punktsysteme zum mindesten dann frei beweglich sind, wenn sie nur von endlicher Ausdehnung sind. Es läßt sich zeigen, daß diese Forderung nur erfüllt ist, wenn die in 2. erwähnte Abstandsfunktion eine quadratische Differentialform der Lävien Koordinaten dx_i der Punkte ist, das heißt aber, daß das Kontinuum in den kleinsten Teilen ein euklidisches ist. Diese Unzerstörbarkeit der euklidischen Eigenschaft im kleinen ist also die apriorische Voraussetzung für die Vermeßbarkeit inhomogenen Mannigfaltigkeiten. — 4. Die Existenz eines dreidimensionalen

Raumes mit einer selbständigen Geometrie ist keine apriorische Voraussetzung die Physik. Wenn der Schauplatz der Welt ein vierdimensionales, nicht in Raum und Zeit zerlegbares Kontinuum ist, so ist es immer noch möglich, das Weltgeschehen in einem Funktionalzusammenhang zu ordnen, denn alle apriorischen Grundlagen der Physik kommen letzten Endes auf eine Grundvoraussetzung hinaus und die Möglichkeit, auf dem Wege der Beobachtung raum-zeitliche Koinzidenzen von Weltpunkten feststellen zu können, und auf eine Grundforderung und das ist aus einer Reihe von beobachteten Koinzidenzen alle übrigen voraussagen zu können. Hierin liegt erst das erkenntnistheoretische Minimum für die Möglichkeit einer Erkenntnis. Wenn man sich auf das Studium der geometrischen Verhältnisse des Kontinuums „Welt“ beschränkt, deren Kenntnis die Voraussetzung für die Beobachtbarkeit der physikalischen ist, so ergibt sich für die Vermeßbarkeit dieses Kontinuums als Konsequenz dieser Minimalforderung die Notwendigkeit der Existenz infinitesimaler kongruenter Systeme von Weltpunkten oder, weniger abstrakt gesprochen, die Möglichkeit, äquidistante Ereignispaare in allen Teilen des Raumes zu wiederholen. Eine Folgerung hieraus ist dann die pythagoreische Beschaffenheit des Weltkontinuums.“

E. KRETSCHMER

N. v. Raschevsky. Kritische Untersuchungen zu den physikalischen Grundlagen der Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. **14**, 107—149, 1923, Nr. 2. Druckberichtigung, ebenda S. 354, Nr. 5. Als Ergebnis der Arbeit gibt der Verf. folgendes an: „Die Postulate der speziellen Relativitätstheorie sind keine physikalischen Theorien, sondern nur gewissermaßen rein mathematische Konventionen, die zurzeit wahrscheinlich die geeignetsten und die bequemsten für die Darstellung aller physikalischen Erscheinungen sind. Es wird niemals ein Versuch mit diesen Postulaten in Widerspruch gebracht werden können, aber es wird wohl möglich sein, daß in weiterer Entwicklung der Experimentalphysik die Deutung der neuen Versuchsergebnisse auf Grund der Relativitätspostulate viel zu kompliziert sein wird. Dann wird man nach einer anderen bequemeren Konvention suchen müssen. — Wenn es um die allgemeine Relativitätstheorie anbetrifft, so ist ihre Hauptvorstellung, namentlich die Hypothese über die Krümmung des Raumes und der Zeit, eine im Sinne H. Poincarés „hypothétique“ Hypothese und die ganze Theorie kann auch ohne sie aufgebaut und gedeutet werden. — Bei der Beschreibung der Erscheinungen auf dem Gebiete der Gravitation stellt sich die nichteuklidische Geometrie als die bequemste dar, aber der kinetische Charakter der Geometrie bleibt auch hier bestehen.“

E. KRETSCHMER

A propos des Conférences de M. Einstein au Collège de France. Rev. d'Optique **1**, 236—245, 1922, Nr. 5. Überblick über die Diskussion zwischen Einstein und französischen Gelehrten, vorzüglich soweit sich Beziehungen zur Optik zeigten. Der Verf. wähnt sei folgendes. Auf die Frage Hadamards, was geschehen würde, wenn die Sonne durch Zustrom anderer Massen bis zur kritischen Größe wachse, bei der es zu Singularitäten auftreten, erwiderte Einstein, daß bereits, wenn die Masse einen Wert erreiche, ihre Dichte im Mittelpunkt unendlich würde. E. KRETSCHMER

G. B. Jeffery. The Identical Relations in Einstein's Theory. Phil. Mag. **43**, 600—603, 1922, März, Nr. 255. Aus den Feldgleichungen Einsteins

$$G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} G = -8\pi\kappa T_{\mu\nu}, \dots \dots \dots$$

und den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls:

$$T_{\mu\nu}^\nu = 0 \dots \dots \dots$$

$$\text{folgt } G_{\mu\nu}^\nu = \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial x_\mu} \dots \dots \dots$$

Gleichungen müssen sich andererseits als Identitäten aus dem Ausdrucke der durch die $g_{\mu\nu}$ ergeben. Der Verf. bestätigt dies rechnerisch für einen Welt-
at, in dem durch geeignete Koordinatenwahl die ersten Ableitungen der $g_{\mu\nu}$ zum
hwinden gebracht sind. Die allgemeine Gültigkeit der Gleichung (6) folgt dann
hrer Invarianz. Damit ist zugleich eine Ableitung der Erhaltungssätze (5) aus
Feldgleichungen (2) gegeben. (Inhaltlich also nichts Neues.) E. KRETSCHMANN.

J. Genese. An Einstein Paradox. Nature **111**, 742, 1923, Nr. 2796. Elementar-
Betrachtungen über Vergleichung gegeneinander bewegter Uhren durch Licht-
strahl. Der Verf. gerät in Widerspruch mit der Lorentztransformation. E. KRETSCHMANN.

Strömgren. Zur Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie an der
Sonne. Naturwissensch. **11**, 316, 1923, Nr. 17. Text des vom Astronomischen
Observatorium in Kopenhagen an das Observatorium in Potsdam gerichteten Telegramms
die Prüfungsergebnisse der Einstein'schen Lichtablenkungstheorie bei der Sonnen-
finnis vom 23. September 1922: Bestätigung der Theorie. E. KRETSCHMANN.

Bozzo. Remarques sur les observations relatives au déplacement vers
le rouge des raies de Fraunhofer. Journ. de phys. et le Radium (6) **4**, 1923
1923, Nr. 3. Der Verf. erörtert die Frage, ob an den verschiedenen vor-
liegenden Messungen von Fraunhoferschen Linien die Einstein'sche Rotverschiebung
nur nachgewiesen werden könne und verneint sie durchweg. E. KRETSCHMANN.

Barthélémy. Remarques sur la relativité généralisée. Journ. de phys. et le
Radium (6) **4**, 1923, Nr. 3. Das Mehrkörperproblem der Einstein'schen
Theorie der Schwerkraft führt nach dem Verf. auf die allgemeine Aufgabe, zwei ver-
schiedene ds^2 zu finden, eins im Innern und eins außerhalb der Materie, die ohne
Abhängigkeit der Potentialkomponenten und ihrer ersten Ableitungen ineinander über-
gehen. Der Grenzraum werde von Geodäten beider Gebiete gebildet. So erkläre sich,
dass die Weltlinien kleiner Massen selbst Geodäten sind. Eine Ableitung ist nicht
gegeben. E. KRETSCHMANN.

Ham S. Kimball. Scattering of particles by an Einstein center. Phys.
(2) **21**, 387, 1923, Nr. 3. [S. 1185.] E. KRETSCHMANN.

Werdeide. Relativitetsprincippet og atomfysikken. Fysisk Tidsskrift **20**,
1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Referat über eine Veröffentlichung des
Verf. in Phys. Rev. **21**, 391, 1923. J. OLSEN.

M. Nordenson. Einstein's relativitetsteori och den fysikaliska verkligheten.
Fysisk Tidsskrift **20**, 141—143, 1922, Nr. 4. J. OLSEN.

M. Dadourian. A simple derivation of the Lorentz transformation.
Phys. Rev. (2) **21**, 390, 1923, Nr. 3. E. KRETSCHMANN.

A. Eddington. A Relativity Paradox. Nature **110**, 844, 1922, Nr. 2773. Be-
handelt Widerlegung eines bekannten Einwands gegen die Relativitätstheorie. (Über-
geschwindigkeit des Schnittpunkts zweier verhältnismäßig langsam bewegter, aber
sehr kleinen Winkel sich kreuzender Stäbe.) E. KRETSCHMANN.

Levi-Civita, Lanczos. Zum Rotationsproblem der allgemeinen Relativitäts-
theorie. ZS. f. Phys. **14**, 204—219, 1923, Nr. 3/4. Nach einigen allgemeinen Ein-
wänden gegen die besonders in gemeinverständlichen Darstellungen verbreitete Meinung,

daß in der allgemeinen Relativitätstheorie die Trägheitskräfte (Zentrifugal- und Corioliskraft) als Gravitationswirkungen ferner Massen aufzufassen seien, untersucht der Verf. kritisch die Berechnungen Thirring's (Phys. ZS. 19, 33, 1918 und 22, 29, 1921) im Innern einer rotierenden Hohlkugel auftretenden Kräfte mit dem Ergebnis, daß sie „nur zum Teil stichhaltig und nicht beweisend“ seien, „weil der zugrunde liegende Materietensor die Divergenzbedingung nicht befriedigt“ und gibt eine „Richtigstellung“ der Verhältnisse.“

E. KRETSCHMER

Ernst Reichenbächer. Bemerkung zu der Arbeit von Kornel Lanczos: Rotationsproblem der allgemeinen Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. 273—275, 1923, Nr. 4/5. Nur über die statischen kugelsymmetrischen Lösungen der Schwerfeldgleichungen ist der Verf. anderer Meinung als Lanczos. Im Inneren eines kugelförmigen Körpers, die praktisch in Betracht kommende Schwerfelder erzielt werden nämlich, wie er bemerkt, neben den Kräften der Schwere noch elektrische und magnetische Kräfte zwischen den einzelnen Elementarteilchen auf. Die Rechnungen von Schwarzschild und Weyl werden diesen Verhältnissen „nur mit schwacher Näherung“ gerecht, indem sie eine homogene inkompressible Flüssigkeit“ voraussetzen. „Nach alledem kann es uns nicht wundern, daß diese kugelsymmetrischen Lösungen auch zu Trägheitskräften im Innern und an der Oberfläche führen“. Das Innere eines kugelförmigen Körpers besteht aus einzelnen Elementarteilchen und seine Oberfläche sind aber wegen der bekannten Singularität des Schwarzschild'schen Feldes unerreichbar. Es wäre zu begreifen, wenn der Name „Relativitätstheorie“ durch einen passenderen ersetzt würde, da sie nur die umfassenden Bedeutung dessen, was damit gemeint wird, nur zum geringen Teil erreicht wird und zu allerhand Mißdeutungen und Spitzfindigkeiten Anlaß gibt.“

E. KRETSCHMER

Erwin Finlay Freundlich. Über die Trägheits- und Schweremasse der Materie und Energie. Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind. 82, 271—273, 1922, Nr. 3.

Erwin Finlay Freundlich. Über die Grundhypothese der Relativitätstheorie. Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind. 82, 274—275, 1922, Nr. 3.

A. Kopff. Raum und Zeit in der Relativitätstheorie. Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind. 82, 276—278, 1922, Nr. 3. Autorreferate über in Holland gehaltene Vorträge, die sachlich nichts Neues enthalten.

E. KRETSCHMER

Ernst Reichenbächer. Träge, schwere und felderzeugende Masse. Phys. 15, 276—279, 1923, Nr. 4/5. [S. 1166.]

E. KRETSCHMER

J. T. Combridge. The Gravitational Field of a Particle on Einstein's Theory. Phil. Mag. (6) 45, 726—732, 1923, Nr. 268, April. Mathematische Untersuchungen über das kugelsymmetrische statische Feld, deren Inhalt bekannt ist.

E. KRETSCHMER

Hans Meurer. Ein elementares Verfahren, die relativistischen Aberrationsgesetze unmittelbar aus dem Diagramm der Aberration abzuleiten. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 54, 95—96, 1923, Nr. 2. „1. Fall. Das Aberrationsgesetz des Lichts und anderer nichtsubstantieller Strahlen (von der Geschwindigkeit unabhängig). 2. Fall. Das Aberrationsgesetz substantieller Massen.“

E. KRETSCHMER

J. Haag. Sur le problème des n corps en relativité. C. R. 176, 826—830, 1923, Nr. 12. Wenn man das n -Körperproblem der Relativitätstheorie behandeln darf, vorausgesetzt, daß man über die „Newton'sche Näherung“ hinaus nicht jeden der Körper wie einen Probekörper im Felde der übrigen behandeln kann, von denen die Masse des betrachteten Körpers enthaltenden Gliedern verschwindet.

Bewegungsgleichungen zwar die meisten, z. B. alle „Newtonischen“, doch blieben Glieder zweiter Ordnung zurück. (Vgl. dazu M. Chazy, C. R. 176, 285, 1923; Ber. S. 712.)

E. KRETSCHMANN.

Levinson. Sur le champ gravitationnel de n corps dans la théorie relativité. C. R. 176, 981—983, 1923, Nr. 15. Gegenüber der Bemerkung von (vgl. vor. Ref.) bleibt der Verf. dabei, daß beim n -Körperproblem der allgemeinen Relativitätstheorie die Weltlinie jedes Körpers Geodäte des von den $n-1$ in bestimmten Feldern sei, obgleich das entstehende Feld von allen n Körpern geprägt werde. Als Beispiel wird die gleichförmige und geradlinige Bewegung eines vorhandenen Körpers angeführt, der doch ein zeitlich wechselndes Feld erzeugt. d. Arbeit d. Verf., C. R. 176, 234, 1923; diese Ber. S. 712.)

E. KRETSCHMANN.

Laue. Die Lösungen der Feldgleichungen der Schwere von Schwarzschild, Einstein und Trefftz und ihre Vereinigung. Berl. Ber. 1923, S. 27—31, 7. Von den statischen kugelsymmetrischen Lösungen der Einsteinschen Feldgleichungen

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} - \lambda g_{ik} = -\kappa T_{ik} \quad \dots \quad (1)$$

durch Schwarzschild und Trefftz (Math. Ann. 86, 317, 1922) gegeben sind, geht der Verf. zunächst zu der Lösung

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1-\lambda r^2} + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\psi^2) + c^2 dt^2; \quad \lambda = \frac{1}{A^2} = \text{Const} \quad \dots \quad (10)$$

von $r = 0$ bis $r = A$ die eine Hälfte der Einsteinschen gleichmäßig mit Masse λ besetzten Zylinderwelt darstellt. Die zweite Hälfte läßt sich, ohne daß sich die Anzahl $r = A$ in irgend einer Weise von den anderen Stellen der Welt unterscheidet, an die erste anpassen. — Schneidet man aus dem so gebildeten Einsteinkugelraum die Kalotte $r = 0$ bis $r = r_i$ aus, so läßt sich statt ihrer das durch

$$ds^2 = \left. \begin{aligned} & \frac{dr^2}{1-\frac{1}{3}\lambda r^2 - \frac{2}{3}\lambda \frac{r_i^3}{r}} + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\psi^2) \\ & - c^2 \frac{1-\frac{1}{3}\lambda r^2 - \frac{2}{3}\lambda \frac{r_i^3}{r}}{1-\lambda r_i^2} dt^2 \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (12)$$

Trefftz dargestellte Gebiet einfügen, das sich an der Grenze $r = r_i$ stetig an die übrige anschließt. Die ganze Masse des neuen Gebiets ist in seinem Mittelpunkt vereinigt. An der Grenze $r = r_i$ hat infolgedessen die Lichtgeschwindigkeit

$$v = c \sqrt{\frac{1-\frac{1}{3}\lambda r^2 - \frac{2}{3}\lambda \frac{r_i^3}{r}}{1-\lambda r_i^2}}$$

Maximum $dV/dr = 0$. Dort hebt also die vom Zentralkörper ausgeübte Anziehung auf einen Massenpunkt die von der gleichmäßig verteilten Außenmasse hergehende Kraft gerade auf. — Statt einer kann man auch beliebig viele Kalotten aus Einsteinschen Kugelraum ausschneiden und durch das Feld (12) einer Zentralkraft ersetzen, nur dürfen die Kalotten einander nicht überdecken. — Da sich ferner des Kerns $r < r_m$ ($r_m < r_i$) des Raumes (12) (wie der Verf. im Anfang der Arbeit die (unwesentlich abgeänderte) Schwarzschild'sche Lösung der Feldgleichungen

für das Innere einer ausgedehnten kugelförmigen Masse stetig einfügen läßt, so möglich, einen die Feldgleichungen nebst Grenzbedingungen erfüllenden „sphärisch geschlossenen Kosmos“ aufzubauen, welcher mit dem wirklichen zwar durchaus volle Übereinstimmung, wohl aber schon eine erheblich größere Ähnlichkeit weist, als die ursprüngliche Einsteinsche Lösung (10). E. KRETSCHM

Gustav Mie. Das elektrische Feld eines schweren, elektrisch geladenen Kugelchens, das um ein Gravitationszentrum kreist. Ann. d. Phys. 489—557, 1923, Nr. 7. Das Feld, in dem die Ladung, das „Elektron“, unter Wirkung der Schwerkraft kreist, soll durch die Schwarzschild'sche Lösung der Einsteinschen Gleichungen dargestellt sein. Das elektromagnetische Feld des Elektrons wird zuerst für ein „Kugel-Zylinderkoordinatensystem“ berechnet, auf der (Zeit)achse die Weltlinie des Elektrons ist, und zwar gemäß dem „Prinzip der Relativität des Gravitationspotentials“ so, als ob das Elektron „in einem gravitationsfreien Raum“ ruhte, in welchem eine eigentümliche nicht-Minkowskische Geometrie herrscht. Die Lösung wird dann auf ein „vernunftgemäßes“ Koordinatensystem (G. Mie, Ann. d. Phys. 62, 46, 1920) transformiert, in dem das Elektron eine Kreisbahn um ein Schwerezentrum beschreibt. — Zur Ausrechnung wird die Raum-Zeit-Welt in Gebiete geteilt. Erstens: „die nächste Umgebung“ des Elektrons. Sie reicht bis zu einer geodätischen (räumlichen) Entfernung ϱ_1 von dem Elektron, die klein ist im Vergleich zum Radius a der Kreisbahn. In ihr sind die Abweichungen von der Minkowskischen Geometrie klein wie ϱ_1^2/a^2 , und können, wenn man ϱ_1 hinreichend klein wählt, vernachlässigt werden. In Entfernungen, die von ϱ_1 nicht mehr sehr verschieden sind, sollen die Maxwellschen Gleichungen gelten und demgemäß das Feld ein „Zylinderkoordinatensystem“ betrachtet, einfach das Coulomb'sche sein. — Zwischen „die fernere Umgebung“ des Elektrons, die von ϱ_1 bis zu einer Entfernung ϱ_2 reicht, die groß gegen a ist. Doch soll, wenn q die Geschwindigkeit des Elektrons, bezogen auf die Lichtgeschwindigkeit als Einheit, bezeichnet, $q \cdot \varrho_2/a$ noch klein sein. In diesem Gebiet gelten die Maxwellschen Gleichungen, nur übertragen auf die Minkowskische Geometrie, die hier herrscht. Die Abweichungen der Komponenten des Schwerepotentials von ihren Werten in der Minkowskischen Welt werden zu Gliedern von der Ordnung q^2 bzw. $q^2 \cdot \varrho^2/a^2$ berechnet. — Im dritten Gebiet, „unendlich fernen Raum“, gelten wieder die Minkowskische Geometrie und die Maxwellschen Gleichungen in der gewöhnlichen Form. — Die aus den drei stetig aneinander anschließenden Einzellösungen für die drei genannten Gebiete zusammengesetzte Gesamtlösung zeigt die Eigentümlichkeit, daß das Elektron Energie ausstrahlt. Denn in der „nächsten Umgebung“ des Elektrons ist die Lösung, wie gesagt, im „Kugel-Zylinderkoordinatensystem“ identisch mit der Lösung der gewöhnlichen Elektrostatik. Trotzdem zeigen die Feldgrößen im unendlich fernen Raum Glieder von der Ordnung $1/\varrho$. Diese stellen eine stehende Schwingung dar, die aus einer von dem Elektron fortelgenden und einer zu ihm hineilenden Kugelwelle derselben Intensität zusammensetzt. — Die konvergierende Welle sieht der Verf. nicht wirklich, und nur durch unvorsichtige Anwendung des „Prinzips von der Relativität des Gravitationspotentials“ vorgetäuscht an. Man erhält den gewöhnlichen Betrag für ein zwangsläufig auf einer Kreisbahn bewegtes Elektron berechneten Betrag der Ausstrahlung, wenn man im nicht-Minkowskischen Kontinuum von einem Elektron ausgeht, das von einer Bewegung gleichgerichteten elektrischen Drehsinns passender Stärke dauernd gebremst wird. — Trotzdem hält der Verf. es nicht ausgeschlossen, „eine etwas modifizierte Maxwellsche Theorie mit der Theorie der strahlungsfreien Elektronenbahnen im Einklang zu finden“, da die starken elektrischen

er im Bohrschen Atommodell die Eigenschaften des Äthers nach bisher noch bekannten Gesetzen so verändern könnten, daß (durch Influenz) bei den bevorzugten Bahnen ein Feld erzeugt würde, welches das bremsende Feld gerade aufweist.

E. KRETSCHMANN.

Eddington. Can gravitation be explained? *Scientia* **33**, 313—324, 1923, Nr. 251; Die bereits in der Arbeit des Verf. (*Phil. Mag.* (6) **42**, 800—806, 1921, Nr. 251; *Ber.* **3**, 155, 1922) enthaltene „Erklärung“ der Einsteinschen kosmologischen Gleichungen wird ausführlich dargestellt und hinzugesetzt: das in diesen Gleichungen $= \lambda g_{\mu\nu}$ enthaltene „Mysterium der Isotropie und Homogenität“ erkläre sich darin, daß der als Maß des Weltkrümmungsradius dienende materielle Maßstab keine reale Größe besitze, sondern „eine bestimmte Ausdehnung nur gewinnen könne, da er sich in einem konstanten Verhältnis den charakteristischen Längen der gemessenen Gegend anpasse“.

E. KRETSCHMANN.

Chazy. Sur la correction apportée par la théorie de la Relativité à l'arête de révolution newtonienne des planètes. *C. R.* **176**, 666—668, 1923, Nr. 10. [S. 1167.]

Bousset. L'observation des planètes peut-elle fournir des arguments pour ou contre la relativité. *C. R.* **176**, 888—889, 1923, Nr. 13. [S. 1167.]

chain. Die Anwendung der Relativitätstheorie auf die spektroskopischen Doppelsterne und die veränderlichen Sterne. *Astron. Nachr.* **217**, 5—119, 1922, Nr. 5191/92. Die Erörterung ergibt, daß die Frage „gegenwärtig noch steht“. „Es ist notwendig, eine möglichst große Zahl ähnlicher Systeme mit ihrer Periode zu erforschen. Berücksichtigt man die Masse des Systems und ergibt es, daß die Reihe der periodischen Glieder nach Amplitude und Periode dem theoretischen Wert, der aus der Relativitätstheorie folgt, entspricht oder nicht entspricht, erhält man damit eine positive oder negative Lösung des Problems.“

E. KRETSCHMANN.

Junitzky. Les systèmes binaires stellaires considérés comme matériel expérimental pour la résolution de la question relative à la constance de la vitesse de propagation de lumière. *Astron. Nachr.* **218**, 201—205, 1923, Nr. 221. [S. 1197.]

Anderson. Eine neue Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums. *Astron. Nachr.* **218**, 251—254, 1923, Nr. 5224. [S. 1197.]

Einstein. Bemerkung zu der Notiz von W. Anderson: „Eine neue Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums“. *Astron. Nachr.* **219**, 19, Nr. 2. [S. 1197.]

Laveau. Démonstration de la loi de l'entrainement de l'éther de l'univers, sans appel à la relativité du temps et de l'espace. *C. R.* **175**, 613—616, 1923, Nr. 16. [S. 1184.]

E. KRETSCHMANN.

Chant. Einstein displacement on the plates taken by the Canadian party at the Australian eclipse. *Science (N. S.)* **57**, 469, 1923, Nr. 1477. Bei der australischen Sonnenfinsternis September 1922 wurden von der Kanadischen Expedition auf zwei Platten über 30 Sterne gefunden, 23 vermessen, aber dabei 8 verworfen. Die

gefundenen und nach der Einsteinschen Theorie errechneten Verschiebungen übrigen 15 von der Sonne fort sind in Bogensekunden:

Gemessen: + 0,30, + 0,44, + 0,28, + 0,25, + 0,66, + 0,22, - 0,31, + 0,12,
- 0,11, + 0,28, + 0,08, + 0,06, + 0,53, + 0,77, - 0,05.

Berechnet: + 0,48, + 0,41, + 0,40, + 0,30, + 0,28, + 0,27, + 0,24, + 0,24,
+ 0,24, + 0,22, + 0,22, + 0,21, + 0,21, + 0,21, + 0,18.

E. KRETSCHM

P. A. Schultz. Über die Größe des Dopplereffekts. ZS. f. Phys. 15, 121-129, 1923, Nr. 2/3. Nach der Relativitätstheorie verschwindet im Gegensatz zur klassischen Kinematik der Dopplereffekt für einen Winkel von 90° zwischen Blickrichtung und Bewegungsrichtung nicht genau ($\nu = \nu' \sqrt{1 - \beta^2}$ für 90°), sondern erst für etwas abweichenden Winkel. Bei Kanalstrahlen von der Geschwindigkeit $2 \cdot 10^8$ cm/sec ist dieser Winkel $\vartheta_0 = 89^\circ 48' 33,14''$. Die hieraus folgende Ungleichheit der Verschiebungen einer unter den Winkeln ϑ und $180^\circ - \vartheta$ beobachteten Linie von Ruhelage wird für $\vartheta = \vartheta_0$ am größten, nämlich gleich $\Delta \lambda/\lambda' = 0,000\,0477$ und nach dem Verf. gegebenenfalls bei geeigneter Versuchsanordnung beobachtbar. Für die Ritzsche Theorie (Mitführung der Lichtwelle und Galileitransformation) ergibt sich zwar auch ein transversaler Dopplereffekt, aber es wird $\vartheta_0 = 89^\circ 48' 33,14''$ und $\Delta \lambda/\lambda' = -0,000\,056$.

E. KRETSCHM

George Jaffé. Bemerkungen über die relativistischen Keplerellipsen. ZS. f. Phys. (4) 67, 212-226, 1922, Nr. 3. Die Untersuchung geht von der Frage aus, ob die Sommerfeldsche Behandlung der Elektronenbewegungen im Atom auf der „speziellen Relativitätstheorie“ eine ausreichende Annäherung an die Forderungen der „allgemeinen Relativitätstheorie“ darstellt. Wenn diese Frage, wie nach einer Bemerkung von v. Laue zu erwarten war, bejaht werden muß, ergibt sich eine weitere Frage, warum dann die Sommerfeldsche Rechnung — auf das Planetenproblem angewandt — für die Perihelbewegung des Merkur einen sechsmal zu kleinen Wert liefert. — Es wird die Bewegung eines „kleinen Körpers“ von der Masse m und der Ladung $-e$ im Felde eines kugelsymmetrischen „großen Körpers“ von der Masse M und der Ladung E untersucht. Wenn e hinreichend klein gegen E und m ebenso m hinreichend klein gegen M ist, läßt sich das Problem auf Grund der allgemeinen Relativitätstheorie in völlig analoger Weise behandeln wie die Planetenbewegung und führt auch im allgemeinsten Falle auf elliptische Funktionen. Sonderfälle werden völlig durchgerechnet, von denen der erste die Antwort auf die eingangs erwähnten Fragen enthält. 1. Sind die Glieder g_ν , welche die Abweichungen von der euklidischen Metrik bestimmen, klein gegen $(v/c)^2$, wo v die Geschwindigkeit des kleinen Körpers und c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet, ist ferner die elektrostatische Anziehung groß gegen die Gravitationswirkungen, so gelangt man zu den Ergebnissen, die Sommerfeld benutzt hat, aus der speziellen Relativitätstheorie abgeleiteten Gleichungen. Eine eingehende numerische Diskussion zeigt, daß die genannten beiden Voraussetzungen für die Bewegungen der Elektronen im Atom mit außerordentlicher Genauigkeit erfüllt sind. Bei der Anwendung auf das Planetenproblem zeigt sich, daß die g_ν , zwar auch kleine Zahlen sind, aber nicht klein gegen $(v/c)^2$, so daß die Sommerfeldsche Rechnung in diesem Falle keine brauchbare Näherung liefert. — 2. Es wird der Fall behandelt, daß die Bahnen nahezu kreisförmig sind; es zeigt sich, daß die Bahnform dann immer eine Ellipse mit Perihelbewegung ist. Letztere setzt sich aus drei Summanden zusammen, die von der Massengravitation (Einstein-Formel), der Anziehung der Ladungen (Sommerfeldsche Formel) und der Elektro-

nswirkung der Zentralladung herrühren. — 3. Endlich werden noch die Bahnen untersucht, die an Stelle der klassischen Ellipsen treten, wenn die Körper geladen sind und die Abweichungen von der klassischen Theorie als klein vorausgesetzt werden. Es zeigt sich, daß außer der Einsteinschen Perihelbewegung eine Veränderung auftritt, die sich als Welle mit vier Knoten über die Ellipse lagert und die nur bei kleiner Exzentrizität verschwindet. JAFFÉ.

orelius. Kvantabestämda perioder i vissa metallgenskapers temperatur-funktioner. Fysisk Tidsskrift 20, 133, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Bericht über eigene Veröffentlichungen des Verf. an anderer Stelle. J. OLSEN.

Happach. Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate in ihrer Anwendung auf Physik, Maschinenbau, Elektrotechnik und Geodäsie. IV u. 74 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1923 (vonders technische Leitfäden, Bd. 18). [S. 1150.] SCHEEL.

Darwin and R. H. Fowler. Fluctuations in an Assembly in Statistical Equilibrium. Proc. Cambr. Phil. Soc. 21, 391—404, 1923, Nr. 4. Hat man eine variable Größe P , deren Mittelwert \bar{P} sei, so betrachten die Autoren allgemeine Schwankungen der Form $(P - \bar{P})^v$. Zunächst wird eine Gesamtheit von zwei Typen A und B ungequantierten Systemen in bezug auf die Schwankungen ihrer Energieverteilung betrachtet. Indem man den Mittelwert der Energie des einen Typus \bar{E}_A ausdrückt und die in einer früheren Arbeit eingeführten Kurvenintegrale über die Zustandsfunktion, gelingt es, nach komplizierten Rechnungen eine Reduktionsformel zu finden. SCHEEL

$$(E_A - \bar{E}_A)^{2v} = (2v-1) \dots 3 \cdot 1 [(E_A - \bar{E}_A)^2]^v.$$

In dieser Annäherung betrachtet sind die Schwankungen ungerader Ordnung sämtlich Null. Sie sind alle um \sqrt{N} kleiner als die entsprechenden Schwankungen von gerader Ordnung. — Sind die N Systeme vom Typus A in einem Bad von M Systemen vom Typus B , wobei $M \gg N$, so bekommt man die Gibbs'schen Formeln

$$\overline{(E_A - \bar{E}_A)^{2v}} = (2v-1) \dots 3 \cdot 1 \cdot \vartheta \frac{d \bar{E}_A}{d \vartheta},$$

Wobei $\vartheta = e^{-\frac{1}{kT}}$. Dann werden ähnliche, aber noch kompliziertere Rechnungen für die Zahl a_ν der Systeme von einem Typus, die in einer bestimmten Zelle des Phasenraums liegen, durchgeführt. Hier wird $(a_\nu - \bar{a}_\nu)^n$ eingeführt als der Koeffizient eines bestimmten Gliedes einer multinomialen Verteilung. Darauf wird wieder ein Kurvenintegral eingeführt und man erhält für diese Schwankungen die Reduktionsformel $\overline{(a_\nu - \bar{a}_\nu)^{2v}} = (2v-1) \dots 3 \cdot 1 \overline{(a_\nu - \bar{a}_\nu)^2}^v$ und eine entsprechende Formel für die Schwankungen ungerader Ordnung. Im nächsten Abschnitt werden die Schwankungen höherer Ordnung in der Reaktion der Gesamtheit auf äußere Körper, z. B. die Wand des Gefäßes untersucht. Die Schwankung ergibt den von Gibbs dafür gefundenen Ausdruck, der Mittelwert die Zustandsgleichung. Zuletzt werden die Konzentrationsschwankungen in einer Gesamtheit betrachtet, in der Dissoziation von Atomen und Molekülen stattfindet. Auch hier wird die Durchschnittszahl der Teilchen durch ein Kurvenintegral ausgedrückt, unter dem die Zustandssumme aufgeht. Hieraus folgt wieder eine Reduktion der Schwankungen 2n-ter Ordnung auf solche zweiter Ordnung. GUMBEL.

Fokker. Realisme, formalisme en twee trappig natuurkundig drwijs. Physica 2, 108—114, 1922, Nr. 4. SCHEEL.

Kurt Lewin. Der Begriff der Genese in Physik, Biologie und Entwicklungsgeschichte. Eine Untersuchung zur vergleichenden Wissenschaftslehre. Mit 45 Fig. im Text, XIII und 240 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, Die Wissenschaftslehre will eine Lehre von dem Aufbau und den Methoden Wissenschaften sein. Dabei stellt sich heraus, daß die verschiedenen Wissenschaften durch die Angabe ihres Gegenstandes allein noch nicht definiert werden können; hier zu viele Überdeckungen vorkommen. Der Autor betrachtet nun zwei Wissenschaften im Sinn seiner Definition, die Biologie und die Physik, daraufhin, wie ihnen der Begriff der Entwicklung vorkommt. Zu diesem Zweck führt er den Begriff der Genidentität ein. Gen heißt Erbanlage. Diese Reihe besteht z. B. in einem eben geborenen Lebewesen aus dem, was aus ihm später wird. Dazu gehören natürlich auch alle Abfallprodukte. Während die Physik nur eine solche Reihe aufweist, kommen in der Biologie zwei solche Reihen vor, nämlich außer dem beobachteten noch die Avalreihe. Beispiele hierfür sind Stammbaum und Ahnentafel. Diese sind im Gegensatz zu den physikalischen Reihen unstetig. Denn zwischen Generationen gibt es keine Zwischengeneration. Großes Gewicht wird auf den Unterschied zwischen Ahnentafel und Stammbaum gelegt. Der Autor konstruierte eine neue gemeinsame Darstellungsweise für beide, bei der an Stelle des Generationsbegriffes der Zeitbegriff zum ordnenden Prinzip wird. Personen werden dabei nicht durch Punkte, sondern durch Striche entsprechend der Lebensdauer dargestellt. Heiraten werden durch horizontale Striche angedeutet. — Für die Genidentität wird eine Art Kalkül aufgestellt, der formale Ähnlichkeit mit manchen mathematischen Sätzen aufweist. So ist die vollkommene Verwandtschaft eine metrisch transitive Relation. Der Grundbegriff des eindeutigen Auseinanderhiergehens in der Physik ist die geordnete, kontinuierliche, beiderseits unbegrenzte und restlos genidentischer Schnitte. Sie hat vier Eigenschaften: 1. Den kontinuierlichen Übergang zwischen den betreffenden Gebilden. 2. Unabhängigkeit von der Richtung. 3. Unabhängigkeit der Beziehung von dem Abstand der Schnitte in der Reihe. 4. Es gibt kein mit einem von zwei restlos genidentischen Schnitten zusammenhängendes Gebilde, das mit dem anderen Schnitt genidentisch wäre. — Der Grundbegriff des eindeutigen Auseinanderhervorgehens in der Biologie ist die vollständig geordnete, überall undichte, einseitig unendliche Avalreihe (Avus der Ahne). Grundbestimmungen sind: 1. Die Schnittfolge ist überall undicht. 2. Die Beziehung von der Reihenfolge und dem Abstand der Schnitte in der Reihe unabhängig. 3. Ein Glied des generationsälteren Schnittes und nur dieses ist avalgenidentisch mit einem Glied des jüngeren Schnittes. 4. Kein Schnitt kann mit einem Teil eines ihm ständig avalgenidentischen Schnittes selbst vollständig avalgenidentisch sein. Grundbegriffe

3. Mechanik.

George Green. Extended Application of the Principle of Stationary Phase in Wave-Motion Problems. Phil. Mag. (6) 45, 1156—1167, 1923, Nr. 267. In einem dispersiven Medium habe zur Zeit $t = 0$ im Koordinatenanfang ein Impuls stattgefunden, welcher in einem Punkt x zur Zeit t eine Verschiebung

$$\xi = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dk \cos [k(x - Vt)]$$

gebracht hat. Hierin ist, wenn λ die Wellenlänge bezeichnet, $k = 2\pi/\lambda$ und $f(k)$ die Wellengeschwindigkeit. $k(x - Vt) - \varphi$ ist Phase im Punkte x zur t . Nach dem Prinzip der stationären Phase sind die Wellenzüge, welche die Schiebung ξ hervorrufen, diejenigen, welche den Werten von k in der unmittelbaren Nachbarschaft eines bestimmten Wertes k_0 entsprechen. k_0 ist dadurch bestimmt, daß für diesen Wert $\frac{d\varphi}{dk} = x - \frac{d(kV)}{dk}t = 0$ wird. Wegen der Kleinheit in Betracht kommenden Differenzen $k - k_0$ ist φ entwickelbar in die Reihe

$$\varphi = k_0[x - f(k_0)t] + (k - k_0) \frac{d\varphi}{dk_0} + \frac{(k - k_0)^2}{2!} \frac{d^2\varphi}{dk_0^2} + \frac{(k - k_0)^3}{3!} \frac{d^3\varphi}{dk_0^3} + \dots$$

$\frac{\varphi}{k_0} = 0$, so erhält man, wenn $k - k_0 = \sigma$ gesetzt wird,

$$\varphi = a_0 + \frac{b_0}{2!} \sigma^2 + \frac{c_0}{3!} \sigma^3 + \dots$$

Kelvin behandelte den Fall, in welchem $\frac{d^2\varphi}{dk^2}$ sehr groß ist, gegenüber jedem

Werte $\frac{d^n\varphi}{dk^n}$ ($n = 3, 4, 5 \dots$), so daß $\varphi = a_0 + \frac{b_0}{2!} \sigma^2$ gesetzt werden konnte. Er

hält $\xi = \frac{1}{(\pm 2\pi b_0)^{1/2}} \cos(a_0 \pm \frac{\pi}{4})$, worin die oberen oder unteren Vorzeichen

hängen, je nachdem b_0 positiv oder negativ ist. — Wenn zwei Werte von k (k_1 und k_2)

entnommen sind, für welche die Phase stationär ist, also $\frac{d\varphi}{dk} = 0$ wird für $k = k_1$

und $k = k_2$, so müssen auch die Glieder mit $\frac{d^3\varphi}{dk_1^3}$ und $\frac{d^3\varphi}{dk_2^3}$ in Rechnung gebracht

werden. Der Verf. zeigt, wie in diesem Falle und auch in allgemeineren Fällen die

Rechnung von ξ ausgeführt wird.

LÜBECK.

Anderson. Über ein Paradoxon, zu welchem die Theorie einer höheren Energie führt. Astron. Nachr. 218, 206—208, 1923, Nr. 5221. Eine Berichtenden durchaus nicht einleuchtende, wenngleich kurze Rechnung, in der die Energie, die eine unendlich weit zerstreute Masse beim Zusammenstürzen dem Einfluß der Schwere entwickelt, nach dem Satze, daß sowohl die träge als schwere Masse eines Körpers seinem Energieinhalt proportional sind, eine Grenze für die Gesamtmenge eines beliebigen Stoffes in der Welt erschlossen wurde. B. $m < 7.3636 \cdot 10^4$ für Eisen. E. KRETSCHMANN.

Einstein. Notiz zu der Arbeit von A. Friedmann: „Über die Krümmung des Raumes“. ZS. f. Phys. 16, 228, 1923, Nr. 3. [S. 1153.]

Einstein. Zur allgemeinen Relativitätstheorie. Berl. Ber. 1923, S. 32—38, 17. [S. 1153.]

Einstein. Bemerkung zu meiner Arbeit: „Zur allgemeinen Relativitätstheorie“. Berl. Ber. 1923, S. 76—77, Nr. 12/14. [S. 1153.]

Logos des Conférences de M. Einstein au Collège de France. Rev. du Japon 1, 236—245, 1922, Nr. 5. [S. 1156.]

Jeffery. The Identical Relations in Einstein's Theory. Phil. Mag. (6) 10—603, 1922, März, Nr. 255. [S. 1156.] E. KRETSCHMANN.

Elis Strömgren. Zur Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie aus Beobachtung. *Naturwissenschaften* **11**, 316, 1923, Nr. 17. [S. 1157.]

F. Croze. Remarques sur les observations relatives au déplacement de la rouge des raies de Fraunhofer. *Journ. de phys. et le Radium* (6) **4**, 193 S., 1923, Nr. 3. [S. 1157.]

G. Darmois. Remarques sur la relativité généralisée. *Journ. de phys. et le Radium* (6) **4**, 196 S.—197 S., 1923, Nr. 3. [S. 1157.]

Kornel Lanczos. Zum Rotationsproblem der allgemeinen Relativitätstheorie. *ZS. f. Phys.* **14**, 204—219, 1923, Nr. 3/4. [S. 1157.]

Ernst Reichenbächer. Bemerkung zu der Arbeit von Kornel Lanczos: "Rotationsproblem der allgemeinen Relativitätstheorie". *ZS. f. Phys.* **273**—275, 1923, Nr. 4/5. [S. 1158.]

Erwin Finlay Freundlich. Über die Träge- und Schweremasse der Materie und Energie. *Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind.* **82**, 271—273, 1922, Nr. 3. [S. 1158.]

Erwin Finlay Freundlich. Über die Grundhypothese der Relativitätstheorie. *Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind.* **82**, 274—275, 1922, Nr. 3. [S. 1158.]

A. Kopff. Raum und Zeit in der Relativitätstheorie. *Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind.* **82**, 276—278, 1922, Nr. 3. [S. 1158.] E. KRETSCHM

Ernst Reichenbächer. Träge, schwere und felderzeugende Masse. *Z. Phys.* **15**, 276—279, 1923, Nr. 4/5. Der Verf. erörtert die Frage, ob sich (durch Strahlung oder Einstrahlung) mit der trägen und schweren Masse auch die „erzeugende Masse“ ändere. Eine Entscheidung der Frage durch Beobachtung ist, wenn auch unwahrscheinlich, doch denkbar dadurch, daß der Überschuß des Wasserstoffatomgewichts über den ganzzähligen Wert 1 vermutlich von nicht felderzeugender Masse herrührt. Ein viel Wasserstoff enthaltender Weltkörper müßte demnach im Verhältnis zu seiner trägen und schweren Masse geringere Anziehungskraft üben als ein Weltkörper mit weniger Wasserstoff. — Es folgen Betrachtungen über die Möglichkeit des Vergehens und Neuentstehens von Massen durch Strahlung. E. KRETSCHM

J. T. Combridge. The Gravitational Field of a Particle on Einstein's Theory. *Phil. Mag.* (6) **45**, 726—732, 1923, Nr. 268, April. [S. 1158.]

J. Haag. Sur le problème des n corps en relativité. *C. R.* **176**, 826—828, 1923, Nr. 12. [S. 1158.]

H. C. Levinson. Sur le champ gravitationnel de n corps dans la théorie de la relativité. *C. R.* **176**, 981—983, 1923, Nr. 15. [S. 1159.]

M. v. Laue. Die Lösungen der Feldgleichungen der Schwere von Schwerpunkt, Einstein und Trefftz und ihre Vereinigung. *Berl. Ber.* 1923, Nr. 31, Nr. 4/7. [S. 1159.]

G. Schain. Die Anwendung der Relativitätstheorie auf die spektralischen Doppelsterne und die veränderlichen Sterne. *Astron. Nachr.* **217**, 115—119, 1922, Nr. 5191/92. [S. 1161.] E. KRETSCHM

Ernest Pasquier. Sur une expression simple de l'accélération de Mercure dans le cas du problème des deux corps, avec prise en considération du mouvement du périhélie de la planète. *C. R.* **176**, 498—500, 1923, Nr. 8. [S. 1161.]

berechnet die Beschleunigung eines Körpers, der sich nach dem Newtonschen um eine Masse M bewegt, während sich dieser Bewegung zugleich eine Schwingung der Bahn in ihrer Ebene mit der Geschwindigkeit $\frac{d\omega}{dt}$ um M überlagert, zu

$$J = \frac{f \cdot M}{r^2} + 2 \frac{d\bar{\omega}}{dt} \sqrt{fM \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}$$

Gravitationskonstante, a = große Halbachse der Bahn). Er addiert also zur Newtonschen Beschleunigung einfach die Coriolisbeschleunigung, obwohl er richtig hält, daß diese senkrecht zur Geschwindigkeit ist. E. KRETSCHMANN.

J. Chazy. Sur la correction apportée par la théorie de la Relativité à l'écoulement de la révolution newtonienne des planètes. C. R. 176, 666—668, Nr. 10. Der Verf. berechnet für seine vier in C. R. 176, 285, 1923, Nr. 5; diese Ber. S. 712 aufgestellten Ausdrücke der Schwerkraft die Änderungen der Umlaufzeiten der vier inneren Planeten gegenüber den aus dem Newtonschen Gesetz abhängigen Umlaufszeiten. Er findet Zeiten von der Größenordnung 1 sec. Die entstehenden aus der Relativitätstheorie folgenden Zeitabweichungen sind geringer an. „Es scheint, daß die Untersuchung der Umlaufzeiten der vier inneren Planeten bald einen Beweis für oder gegen die Relativitätstheorie wird liefern.“ E. KRETSCHMANN.

J. Busset. L'observation des planètes peut-elle fournir des arguments pour ou contre la relativité. C. R. 176, 888—889, 1923, Nr. 13. J. Chazy hatte in C. R. 176, 285—286, 1923, Nr. 5; diese Ber. S. 712 angegebenen), die innerhalb klassischen Mechanik zu denselben Perihelverschiebungen führen wie die Einsteinsche Theorie, und die Frage aufgeworfen, ob gewisse Abweichungen vom dritten Newtonschen Gesetz, die aus ihnen im Gegensatz zur Relativitätstheorie folgen, durch Beobachtungen festgestellt werden könnten. Der Verf. rechnet aus, daß die genannten Abweichungen der Umlaufzeiten, um Größen der Ordnung 1 sec, zu klein sind, um beachtet zu werden. S. 712. E. KRETSCHMANN.

H. D. Shantz. Einstein displacement on the plates taken by the Canadian Survey at the Australian eclipse. Science (N. S.) 57, 469, 1923, Nr. 1477. [S. 1161.] E. KRETSCHMANN.

G. E. Evans. Gravitation and Light-pressure in Nebulae. Nature 111, 806, Nr. 2798. Bemerkungen über die Möglichkeit des Gleichgewichts zwischen Gravitation und Schwerkraft zu einer „Theorie der Spiralnebel“ von Lindemann, die Ref. unbekannt ist. E. KRETSCHMANN.

J. Lodge. Gravitation and Light-Pressure in Spiral Nebulae. Nature 111, 702, 1923, Nr. 2795. [S. 1197.] E. KRETSCHMANN.

F. F. Brush. Discussion of a kinetic theory of gravitation, II, and some new experiments in gravitation (Second paper). Proc. Amer. Phil. Soc. 61–183, 1922, Nr. 3. Diese Mitteilung des Verf. erscheint als Fortsetzung seiner vorherigen Veröffentlichungen (s. diese Ber. 3, 745, 1026, 1922) über den gleichen Themenkreis. Sie behandelt vor allem den experimentellen Teil seiner Arbeiten; auf Theorie wird nicht eingegangen. Die Versuche, welche zur Feststellung der vom „Antik-Wismut-Effekt“ genannten Erscheinung führten, werden in allen Einzelheiten beschrieben. Auch werden die möglichen Fehlerquellen erwähnt und gezeigt,

wie sie bei den Versuchen vermieden wurden. (Es wäre wünschenswert, d
Versuche mit Rücksicht auf die Wichtigkeit ihrer Ergebnisse von anderer
wiederholt würden. Anm. d. Ref.)

H. S. Uhler. Period of the bifilar pendulum for large amplitudes. Opt. Soc. Amer. 7, 263—274, 1923, Nr. 3. Im Anschluß an die Arbeit von Heun „Die Schwingungsdauer des Gaußschen Bifilarpendels“ (Nachr. d. Kgl. Ges. d. Göttingen 1891) behandelt der Verf. den gleichen Gegenstand. Er gelangt zu
nämlichen hyperelliptischen Integral. Heun suchte nach den Methoden von
Legendre die Gleichung zu lösen und gelangt so zu elliptischen Integrale.
ersten Teil der vorliegenden Abhandlung entwickelt der Verf. die Beweise
gleichungen für das ungedämpft schwingende Bifilarpendel, welche denjenigen
Heuns Arbeit analog sind; im zweiten Teil wird abweichend von Heun die
Schwingungsdauer darstellende Integral in Reihen entwickelt, und im dritten
werden die Konvergenzbedingungen für diese Reihen dargestellt.

H. Shaw and E. Lancaster-Jones. The Eötvös Torsion Balance. Proc. Roy. Soc. London 35, 151—166, 1923, Nr. 3. Der Aufsatz bietet nichts Neues. Es ist eine ausführliche Beschreibung der Eötvösschen Drehwage nebst guter Literaturübersicht. (Es ist erstaunlich, aus dem Vortrag und der anschließenden Diskussion zu entnehmen, daß diese Arbeiten bis jetzt in England kaum bekannt waren. Anm. d. Ref.)

Ottorino Sesini. Sul calcolo approssimato dell' influenza dello sfondaggio sulla deformazione dei prismi inflessi. Atti di Torino 58, 303—316, 1923, Nr. 9. Wenn ein wagerechtes Prisma an einer einen Endfläche befestigt und an der anderen durch eine senkrechte Kraft belastet ist, so erhält jeder Achsenquerschnitt eine Verschiebung, welche teils durch die Biegung, teils durch die Querschnittskraft hervorgebracht ist. Näherungsweise wird in der technischen Mechanik der durch die Querschnittskraft bewirkte Teil berechnet, indem die Arbeit der äußeren Kräfte gleichgesetzt wird. Der Vergleich mit den Werten, welche die mathematische Elastizitätstheorie in geeigneten Fällen für den Anteil der Querschnittskraft liefert, ergibt einen beträchtlichen Unterschied zwischen den beiden unterschiedenen Weise gefundenen Werten. Der Verf. zeigt, daß der Grund für den Unterschied die Verschiedenheit der über die Befestigung in beiden Fällen gemachten Voraussetzungen ist. Bei den drei Annahmen: 1. die Deformationsarbeit hat einen theoretischen Wert, 2. die an der befestigten Endfläche geleistete Arbeit ist Null, 3. alle Punkte der freien Endfläche haben dieselbe Senkung, wird die Abweichung zwischen den aus der technischen Mechanik und der mathematischen Elastizitätstheorie gefundenen Werten erheblich geringer.

W. Merten. Über die Ableitung der Differentialgleichung der schwingenden elastischen Membran. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 63, 1923, Nr. 1. Die bekannte Differentialgleichung der elastischen Membran wird durch eine kurzschauliche Betrachtung hergeleitet, analog derjenigen, die man bei der Ableitung der Gleichung der schwingenden Saite zu benutzen pflegt.

F. Skrobanek. Gleichgewichtsform eines elastisch dehnbaren Fadens (elastische Kettenlinie). ZS. f. Math. u. Mech. 2, 472—474, 1923, Nr. 6. Es werden die Gleichgewichtsbedingungen für ein Seil aufgestellt, das unter Einwirkung seiner Schwere steht und elastische Dehnung nach linearem Gesetz erfährt.

Galerkin. Berechnung der frei gelagerten elliptischen Platte auf ang. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 113—117, 1923, Nr. 2. Durch Verwendung elliptischer Koordinaten gewinnt der Verf. unter Zuhilfenahme eines geschickten zahlenmäßige Ergebnisse über die Beanspruchung einer an ihrem frei gelagerten elliptischen Platte unter Wirkung gleichmäßig verteilter Belastung normal zur Plattenfläche. Es werden angegeben: die Durchbiegung des Mittelpunktes, die Größe der Spannungsmomente im Mittelpunkt der Platte und Schwerkräfte in den Scheiteln für alle Werte des Achsenverhältnisses. MISES.

Huler. Der Kreiselkompaß unter Einfluß der Schiffsschwingungen. angew. Math. u. Mech. 2, 233—250, 1922, Nr. 4. Ein Kreiselkompaß mit nur einem Kreisel zeigt auf einem schlingernden Schiff einen Schlingerfehler. Dieser entsteht durch die Einwirkung der periodischen Schwereschwankungen auf das Kompaßsystem, ist symmetrisch. Denn ein Kreisel verhält sich bei einem Anstoß um seine Längsachse anders als bei einem Anstoß um eine Achse senkrecht zu seiner Längsachse. Es wird zuerst für den Anschütz-Kompaß mit einem Kreisel der Fehler berechnet. Es ergibt sich dabei, daß dieser am größten wird bei den kardinalen Kursen, während er auf den kardinale Kursen verschwindet. Er ist von der Größe des Kompasses unabhängig. Es wird eine Fehlerfunktion aufgestellt, die das Verhältnis der Schlingerzahlen des Schiffes zu den Eigenschwingungen des Kompaßsystems enthält. Man erkennt daraus, daß der Fehler verschwindet, wenn die Schwingungszeit des Kompaßsystems um die Kreiselachse sehr stark verändert wird. Um dies zu erreichen, werden drei Kreisel so angeordnet, daß ihre Längen in der Horizontalebene um 120° gegeneinander geneigt sind. Dadurch wird das Kompaßsystem in jeder Ebene durch Kreiselkräfte stabilisiert. Der Fehler desartigen Kompasses wird ebenfalls berechnet und an einer Kurventafel die Viertheiligkeit der neuen Anordnung gegenüber dem alten Einkreiselkompass gezeigt. Schluß sind noch Versuchsergebnisse aus dem Laboratorium von Anschütz u. Co. an der deutschen Kriegsmarine angegeben, welche die Richtigkeit der Rechnung bestätigen.

M. SCHULE.

Ine D. Williamson. Strains due to temperature gradients, with special reference to optical glass. Journ. Washington Acad. 9, 209—217, 1919, Nr. 8. Es werden allgemeine Gleichungen für die elastischen Spannungen abgeleitet worden, durch Temperaturdifferenzen in Kugeln, Zylindern und Platten erzeugt werden, für die Verteilung der Temperatur Symmetrie zum Mittelpunkt, zur Achse und zur Mittelebene vorausgesetzt ist. — Die Anwendung dieser Gleichungen auf den Fall gleichmäßiger Erhitzung der Oberfläche ergibt Formeln, in denen neben den Dehnungskoeffizienten und den elastischen Konstanten die Erhitzungsgeschwindigkeit und die Wärmeleitfähigkeit enthalten ist. Der Spannungsausgleich ist nicht berücksichtigt.

H. R. SCHULZ.

Joachim Schultze. Bodenträgfähigkeit. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 19—34, Nr. 1. Im Aufsatz „Bodenträgfähigkeit“ von Joachim Schultze (Auszug aus der gleichnamigen Habilitationsschrift) werden die Grundlagen zur Erklärung und Theorie der Erfassung der Bodenträgfähigkeit gegeben. Der Verf. geht vom ebenen Boden aus und stellt den Satz auf, daß durch die von den Sohlenkanten eines Grundbaues ausgehenden und in der lotrechten Achse unter der Sohle sich schneidenden Flächen ein aufrecht stehendes Zwillingssprisma aus der Erde herausgeschnitten wird, das sich beim Abwärtsgepreßtwerden des Grundbaues mit der Doppelschneide umderschiebt; hierbei wird das von seinen Backen umfaßte Erdreich seitlich

fortgepreßt, widerstehenden Erddruck erzeugend. — Wird die Höhe des Zwi-
prismas gesteigert, so wächst zwar der seitlich fortgeschobene Erdkörper um
widerstehender Erddruck, doch werden die Wandungen des Prismas steiler, die
Kraft ungünstig beeinflussend. Von den vielen möglichen Zwillingsprismen
offenbar dasjenige die wirkliche Tragfähigkeit, das den Kleinstwert der Tra-
besitzt. — Es wird die Gleichung der Tragkraft abgeleitet, durch deren Dif-
fizierung ein Bild der Verteilung der Sohlenpressung gewonnen wird; auch wird
gegeben, wie die Tiefenlage der Bausohle die Sohlenpressungsfläche beeinflußt.
wird nachgewiesen, daß die das Zwillingsprisma darstellenden Gleitflächen gekrümmt
sein müssen, zumal sie sich unter dem Winkel $90^\circ - \varrho$ schneiden, daß also die Theorie
als Näherungstheorie anzusehen sei, wie etwa die Coulombsche Erddrucklehre.
Es werden einige Sonderfälle behandelt: Sandschüttung über Fels, symmetrisch
unsymmetrisch geneigte Erdoberfläche, benachbarte Grundbauten; letztere spielen
Eisenbahnbau eine wichtige Rolle, da hier die Querschwellen einander günstig
flussen; an Hand einer zahlenmäßigen Rechnung wird nachgewiesen, daß auf
günstige Beeinflussung die Überlegenheit des Querschwellenoberbaues über den
schwellenoberbau zurückzuführen ist, für die bisher eine einleuchtende Erklärung
fehlte. — Auch der dreidimensionale Spannungszustand wird behandelt, wodurch
Übergang zu der für die Praxis wichtigen Rechteckform der Sohle geschaffen
Den Schluß bildet der Vergleich mit der Wirklichkeit und mit den Erfahrungen
Praxis; letztere sowie die im einzelnen aufgeföhrten, aus der Literatur entnommenen
wissenschaftlichen Versuche sind durchaus im Einklang mit der Schultze'schen
Theorie.

J. SCHULTE

Umberto Cisotti. Sull'influenza della viscosità nei moti piani irrotazionali dei liquidi naturali. — Moti in un canale, onde semplici smorzate. I. Rend. (5) 32 [1], 22—26, 85—88, 1923, Nr. 1 u. 2. Ansatz der Stokeschen Gleichungen der langsamem, ebenen Bewegung einer zähen Flüssigkeit in einem breiten Kanal unter alleiniger Wirkung der Schwere und bei Vorhandensein eines Geschwindigkeitspotentials φ und einer Stromfunktion ψ in bezug auf ein Achsenystem parallel und senkrecht zu den Stromlinien. Angabe der Randbedingungen an einer horizontalen vollständig glatten Kanalsohle und einer zeitlichen Änderungen unterworfenen freien Oberfläche, welche zugleich Stromlinie sein muß. Diese letzte Bedingung lautet:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} V^2 - 2\nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} + gy = f(t),$$

worin t die Zeit, $V = u^2 + v^2$ die Geschwindigkeit, ν den Zähigkeitskoeffizienten, s ein Linienelement der Oberfläche, g die Erdbeschleunigung und y die Ordinate im Ruhezustande um h über der horizontalen Sohle liegenden Oberfläche bedeuten. Es wird nun vorausgesetzt, daß der Druck überall senkrecht zur Stromlinie ist, daß es eine harmonische Funktion φ bzw. ψ gibt, welche beide Randbedingungen gleicherweise erfüllt. — Unter Einführung der Größen:

$$\begin{aligned} z &= x + iy, \\ f(t; z) &= \varphi + i\psi, \\ w(t; z) &= \frac{\partial f}{\partial z} = u - iv \end{aligned}$$

wird mit Bezugnahme auf eine frühere Arbeit an gleicher Stelle (28 [1], 197, 198) zunächst allgemein für nicht permanente Bewegung, sodann für den Sonderfall permanenter Bewegung die Gleichung abgeleitet:

$$\frac{dW^2}{df} - ig \left\{ \frac{1}{w(f+iq)} - \frac{1}{w(f-iq)} \right\} = \frac{4\nu q^2}{h} \cdot W \cdot \frac{d^2 W}{df^2} + 4\nu c \left(\frac{dW}{df} \right)^2,$$

$v = \sqrt{w(f+iq) \cdot w(f-iq)}$ ist. c ist die Wellengeschwindigkeit und w die Geschwindigkeit. Für kleine Wellenerhebungen kann unter Vernachlässigung niedrige Ordnung in ε eine Lösung angegeben werden:

$$w = c(1 + e^{-\lambda t} \cdot \varepsilon); \quad \varepsilon = \gamma \cdot \cos \frac{2\pi f}{\mu}.$$

Sieht man, daß λ die Dämpfung darstellt; γ ist eine Konstante und für μ besteht Zusammenhang:

$$c^2 = \frac{\mu g}{2\pi} \cdot \operatorname{tg} \frac{2\pi q}{\mu} \quad \text{und} \quad \lambda = \frac{8\pi^2 \cdot \nu \cdot c^2}{\mu}.$$

die Wellenlänge, so erhält man als Gleichung der freien Oberfläche:

$$h = y + \frac{2\pi\nu}{c^2 \cdot \omega} e^{-\lambda t} \cdot \cos \frac{2\pi x}{\omega} \cdot \sin \frac{2\pi h}{\omega},$$

$$c = \sqrt{\frac{\omega \cdot g}{2\pi} \cdot \operatorname{tg} \frac{2\pi h}{\omega}}; \quad \lambda = \frac{8\pi^2 \nu}{\omega^2}.$$

igt sich daher, daß unter den gemachten Voraussetzungen die von Airy für die Geschwindigkeit einer vollkommenen Flüssigkeit in einem sehr tiefen Kanal eine Beziehung, welche Levi-Civita in den Math. Ann. 85, 256—279, 1922 für endliche Tiefe anwendbar fand, gleichfalls für zähe Flüssigkeiten und endliche Tiefe bei kleinen Wellenerhebungen gilt, und daß die Dämpfung direkt proportional dem Zähigkeitskoeffizienten und umgekehrt proportional dem Quadrate der Wellenlänge ist.

EISNER.

Sch. Über die Bewegung von Kugeln in ruhenden Flüssigkeiten. Ein Anhang über exakte Messungen mittels des Kinematographen. ZS. f. Math. u. Mech. 3, 93—107, 1923, Nr. 2. Der Verlauf der unter dem Einfluß einer nach Größe und Richtung konstanten Kraft aus der Ruhe heraus entstehenden Bewegung einer Kugel in einer Flüssigkeit ist zu verwickelt, um durch Theorie im ganzen erfaßt werden zu können. Und eine den Geschwindigkeitsverlauf darstellende Funktion müßte unbequem viele Konstanten enthalten. Dagegen kann vereinfachende Annahmen verschiedener Art Bewegungen, welche einzelne Phasen des Startvorganges wesentlich zutreffend beschreiben und so gestatten, die Theorie über ihn zu erweitern. — Das erste Stadium stimmt in einiger Entfernung der Kugel mit der Potentialbewegung überein. Verglichen mit einer im Vakuum entstehenden Bewegung, ist die Masse der Kugel scheinbar um die halbe Masse der umgebenden Flüssigkeit vermehrt. Dieses bekannte Rechnungsergebnis wurde durch Auswertung kinematographischer Aufnahmen des Startes von Kinderballonen bestätigt. Gelegentlich einer die Ballonform betreffenden Fehlerrechnung wurde auch die scheinbare Masse in Richtung ihrer Hauptachse bewegter Rotationsellipsoide explizit berücksichtigt. Während dieses ersten Bewegungsstadiums entsteht dicht an der Kugel eine an Dicke wachsende Grenzschicht, aus welcher sich hinter der Kugel eine stetig zunehmende Menge „toter Flüssigkeit“ ansammelt. Mit Ablösung der letzten Phasen entsteht ein zweites Stadium: Das Totwasser wird zu einem langsam hinter der Kugel bleibenden Wirbelring. Das Strömungsbild ist noch immer rotationssymmetrisch, was sich aus den Kinoaufnahmen gewonnene Ballonmittelpunktsbahnen die schnell abnehmende Labilität dieser Symmetrie: Diese wird durch eine äußerst heftige seitliche Verzerrung des Ballons zerstört, womit ein drittes Stadium beginnt, in welchem die Kreisbahnen noch eben, das Strömungsbild also spiegelbildlich symmetrisch ist.

Dieses Versuchsergebnis ist dadurch zu erklären, daß unmittelbar nach Einleitung der Ausweichung eine der nachstehend beschriebenen wellenförmigen Bewegung ähnelt, welche zwar noch nicht wie diese genau periodisch ist, aber doch eine große Stabilität besitzt. — Aus allen den Startvorgang bestimmenden Konstanten lassen sich zwei verschiedene dimensionslose Zahlen bilden; deren eine sei $S = \frac{Q}{M}$, kraft geteilt durch das Gewicht der von der Kugel verdrängten Flüssigkeit. Die Reibungsziffer ist in S nicht enthalten, muß dann aber in die andere Dimension eingehen. Ist die Flüssigkeitsreibung „klein“, sind ferner alle auftretenden Geschwindigkeiten klein im Vergleich zur Schallgeschwindigkeit, so sind in vieler Hinsicht die Startbewegungen von Kugeln mechanisch ähnlich, also von beiden Dimensionen unabhängig; in anderem hängt der Vorgang wesentlich nur von S ab, in mancher Weise jedoch sowohl von S als auch Q . Dies gilt besonders von dem letzten Stadium „Bewegung nach langer Zeit“, welche sehr verschiedene Formen annehmen. Abgesehen von der infolge der Annahme kleinerer Flüssigkeitsreibung außer Bedeutung bleibenden Stokeschen Bewegungsform, gibt es eine solche, bei welcher bald ganz kleine Teile des sich hinter der Kugel bildenden Wirbelringes in periodischer Folge abgeschwemmt werden und einen Wirbelschweif von regelmäßiger Struktur bilden. Eine hiervon ganz verschiedene Form der Bewegung nach langer Zeit ergibt als Bahn des Kugelmittelpunkts eine ebene wellenförmige Kurve um die vertikale Achse. Sie kann an im Wasser aufsteigenden Luftblasen von etwa gleichem Durchmesser schön beobachtet werden. Die Wellenform ist auffallend regelmäßig, behält ihre Ebene streng bei. Offenbar ist die Bewegung sehr stabil; ihre Stabilität läßt vermuten, daß die wellenförmig bewegte Kugel hinter sich eine Flüssigkeit eine regelmäßig und periodisch geordnete Geschwindigkeitsverteilung zurückläßt, in dieser wie in mancher anderen Beziehung an die von Kármán suchten Wirbelreihen erinnernd. Nach dieser Vorstellung muß der Typus der wellenförmigen Bewegung wesentlich nur von der Dimensionslosen S abhängen, dagegen von Q , welche Bewegungsform eintritt, von einem Stabilitätskriterium, in weitem Maße sowohl S als Q vorkommen.

P. H.

M. Lagally. Berechnung der Kräfte und Momente, die strömende Flüssigkeiten auf ihre Begrenzung ausüben. ZS. f. angew. Math. u. Mechanik 409—422, 1922, Nr. 6. Für die Strömung einer Flüssigkeit, welche den Innern und Außenraum einer geschlossenen Fläche erfüllt, sind die in ihr vorhandenen Quellen und Wirbel von grundlegender Bedeutung; zusammen mit der Begrenzung bestimmen sie die Geschwindigkeitsverteilung, mithin auch den Druck auf die Begrenzung und sein Moment. Im Fall der „inneren Aufgabe“ genügt zur Bestimmung von Druck und Moment die Kenntnis der im Innern der Fläche gelegenen Quellen und Wirbel, der an ihrem Ort herrschenden Geschwindigkeit; die Gestalt der Begrenzung ist unmittelbar von Einfluß. Die Lösung der „äußeren Aufgabe“ unterscheidet sich von der der „inneren“ durch das Auftreten von Zusatzgliedern zu Druck und Moment, welche nicht von den Singularitäten der tatsächlichen Strömung im Außenraum, sondern von denen ihrer analytischen Fortsetzung in dem jetzt strömungsfreien Innern abhängen. Die Verteilung der Quellen und Wirbel ist an die Bedingung geknüpft, daß die Strömung an der Begrenzung selbst regulär ist oder daß von der Begrenzung höchstens Wirbellinien ausgehen, welche die Richtung der Strömung haben, wie das in der Tragflügeltheorie der Fall ist. — Als einfachste Anwendung ergibt sich ein Beweis des verallgemeinerten Dirichletschen Satzes, wonach eine reine Translationsströmung auf einen eingetauchten Körper von beliebiger Form keine Kraft, aber im allgemeinen ein Drehmoment ausübt.

Hiller. Über den Strömungswiderstand von Rohren verschiedenen Schnitts und Rauhigkeitsgrades. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 2–13, Nr. 1. Der Widerstand dreier gezogener Messingrohre von 8, 16 und 24 mm l. W. sich innerhalb des Meßbereichs (bis Reynoldssche Zahl $R = 200\,000$, bezogen auf Radius) in recht guter Übereinstimmung mit dem Blasiusschen Widerstandsgesetz.

$$\Delta p = \frac{0,1582}{\sqrt{R}} \cdot \gamma \frac{l}{a} \frac{\bar{u}^2}{2g}. \quad \text{Widerstandsmessungen an drei ebensolchen Rohren,}$$

durch zweierlei Gewinde verschiedene „Rauhigkeiten“ erteilt waren, zeigten im Bereich bis $R = 120\,000$ ein ziemlich verwickeltes Bild, nach dem es fraglich erscheint, ob hier zur Aufstellung eines einfachen Widerstandsgesetzes für rauhe Rohre genutzt werden kann. Immerhin lassen die Messungen die Gültigkeit des Prandtl-Kármán-Gesetzes, nach dem der Widerstand proportional der \sqrt{R} . Potenz der Rauhigkeit wächst, bei sehr hohen R -Werten als durchaus möglich erscheinen. Versuche an verschiedenen Profilrohren (gleichseitiges Dreieck, Quadrat, Rechteck 7,8, wellenförmige Berandung) lieferten im laminaren Bereich gute Übereinstimmung mit theoretischen Lösungen, die von Boussinesq angegeben wurden, im turbulenten gute Bewährung des „hydraulischen Radius“ (d. h. Gültigkeit des Blasiusschen Gesetzes bei Ersetzen des Halbmessers a durch den Quotienten aus doppelter Querschnitt durch Umfang“). Durch Kombination einer von v. Mises und von v. Kármán aufgestellten Beziehung wird die Gültigkeit des so verallgemeinerten Blasiusschen Gesetzes plausibel gemacht.

SCHILLER.

Im Müller. Über ebene Profilströmung mit Zirkulation. ZS. f. angew. u. Mech. 3, 117–128, 1923, Nr. 2. Die Arbeit beschäftigt sich mit dem Vorgang der stationären Strömung um Flügelprofile. In erster Annäherung kann man von der endlichen Spannweite des Flügels absehen und die Ansätze der ebenen Strömungstheorie verwenden. Das ideale äußere Strömungsfeld, das in bekannter Weise aus der Vereinigung einer Parallelströmung mit einer das Profil umkreisenden Zirkulation besteht, kann aber erst dann erfolgreich studiert werden, wenn es mittels der Theorie der konformen Abbildung auf das bekannte Bild der zyklischen Strömung in unendlich langen Kreiszylinder zurückgeführt wird. — Jedem Profil ordnet sich ein bestimmter Kreis zu, auf dessen Äußeres das Außengebiet des Profils in schlichter Weise abgebildet werden kann, daß der Abbildungsmodul im Unendlichen $= 1$ ist. Es hat zum ersten Male gezeigt, wie man aus dieser eindeutigen Zuordnung zu jedem Flügelquerschnitt zugehörigen System von Invarianten gelangt, die bestimmt sind für die Auftriebwirkung der begleitenden zyklischen Strömung. In der Arbeit werden die Ausdrücke für Strömungsgeschwindigkeit, Auftrieb und Moment aus der allgemeinen Abbildungsfunktion mit Hilfe der bekannten Blasiusschen Integrale und im Anschluß daran einige Verzerrungssätze herangezogen, die eine Abhängigkeit der auftretenden Größen gestatten. Die Verwendung des Begriffs des Schwerpunkts der Zirkulation (Grammel) führt zur Ableitung einer weiteren charakteristischen Linie, der dritten Achse des Profils, die in sehr einfacher Beziehung steht zu den anderen Achsen, der ersten Achse, durch die diejenige Anströmrichtung bestimmt wird, welche den Auftrieb 0 ergibt, und der zweiten Achse als der natürlichen Achse des Profils, ferner zu der Auftriebsparabel, deren Tangenten mit den Fließlinien der Auftriebskräfte identisch sind. In bezug auf die ideale Auftriebskurve wird also ein bestimmtes Profil vollständig dargestellt durch die einfache Konfiguration von drei Achsen und entsprechenden Grundpunkten. Die Beschränkung auf ebene Strömung wird durch den Vorteil ausgeglichen, der in der Möglichkeit

besteht, den Anteil der besonderen Formgebung auf den Auftrieb und die I punktswanderung zu verfolgen. Darin liegt die wesentliche Bedeutung der v. Mises Ansätze. Die in der Schlußbemerkung ausgesprochene Aufgabe, Profile zu struieren, die einem gegebenen System von Grundachsen entsprechen, soll in weiteren Arbeit in Angriff genommen werden. Damit soll das andere Problem bereitet werden, zu einem gegebenen Profil die Invarianten nach einem graphischen Verfahren zu ermitteln und mit den Messungsergebnissen, wie sie in Göttingen veranstaltet sind, zu vergleichen.

W. M.

A. Marcelin. Fluides superficiels. Extension illimitée de l'acide olé C. R. 176, 502—504, 1923, Nr. 8. Auf Grund früherer Versuche kommt Verf. zu Ergebnis: Für Ölsäure gibt es keine Grenze für die Ausdehnung der Oberfläche ebenso wie es keine Grenze für die Ausdehnung eines Gases gibt. Mit hinreichend empfindlichen Apparat müßte die Messung der Oberflächenspannung (Expansionsdruckes) noch für eine Ausbreitung der Materie möglich sein, die dies übertrifft, welche sich bei Nebeneinanderlagerung der Moleküle auf einer Wasserfläche einstellt. Zur eingehenden Bestätigung dieses Schlusses soll eine Anordnung benutzt werden, bei der in einem Zinkblechgefäß mit zwei zylindrischen Wänden von 16 und 36 cm Radius und zwei ebenen Wandungen, die unter 40° geneigt und durch die gemeinsame Zylinderachse gehen, ein Glimmerstreifen von 20,4 mm auf der Wasserfläche radial aufliegt. Der Streifen wird von einem horizontalen Silberdraht befestigten Strohhalm getragen. Der vertikal aufgehängte Draht von 0,2 mm Durchmesser und 15 cm Länge wird auf Torsion beansprucht, falls die eine Längsseite des Glimmerstreifens der Oberflächendruck einwirkt. Vergleichweise läßt sich sagen, daß der Apparat gestattet, den osmotischen Druck der verdünnten Oberflächenlösung zu messen.

H. R. S.

Th. Homén. Om avflödets reglering i Finlands vattendrag. Fysisk skrift 20, 117—118, 1922, Nr. 4. Verf. erwähnt einige Versuche, die er in Finnland gemacht hat, den Ablauf der Flüsse das ganze Jahr konstant auf dem Mittelwert zu halten, den man durch Untersuchungen mehrere Jahre hindurch bestimmt hat. Es gelungen, dieses für Flüsse, die größere Seen durchfließen, zu erreichen. J. O.

H. Brunswig. Explosivstoffe. Auf Grund des in der Literatur veröffentlichten Materials bearbeitet. 2. Aufl. Mit 56 Abbildungen im Text und 64 Tabellen. XI, 215 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1923 (Handb. d. angewandten Chem. in Einzeldarstellungen, herausgegeben von Georg Bredig, Band X). Teil: Verhalten explosibler Systeme im allgemeinen (1. Bedingungen, an die explosive Vorgänge geknüpft sind; 2. Geschwindigkeit explosiver Vorgänge; 3. Explosionsarten); 4. Explosionstemperatur; 5. Explosionsgase; 6. Explosionsflamme; 7. Explosionsgeschwindigkeit. Zweiter Teil: Eigenschaften der Explosivstoffe im besonderen (1. Zustandsänderungen der Explosivstoffe; 2. Zündmittel; 3. Treibmittel; 4. Sprengmittel; 5. Ausniedrigung und Behandlung von Explosivstoffen).

S.

F. Michaud. La rigidité des gelées. Ann. de phys. (9) 19, 63—80, 1923, Jan. Verf. hat nach einer empfindlichen Methode die Starrheit der Gele ermittelt und erlaubte, auch sehr verdünnte Gele zu untersuchen. Ein horizontales Rohr wird mit heißen Gel gefüllt, bei der Abkühlung findet eine Adhäsion an die Röhre statt; wird an beiden Enden der Röhre ein mäßiger Druckunterschied angelegt, so entsteht keine Gleitung, sondern elastische Deformation. Der Starrheitskoeffizient ist durch die folgende Formel gegeben: $\mu = \frac{PR^2}{4Xl}$ (P = der Druckunterschied).

Länge des Rohres, X = Verschiebung eines Punktes der Geloberfläche im Rohre, der innere Durchmesser des Rohres). Um X zu messen, wird ein Gummigutt-Kohlenkörnchen im Gel suspendiert und die Verschiebung mit Mikroskop ver— — Die elastische Deformation ist nur bei kleinen Drucken diesen proportional. — Die Druckunterschiede über die Elastizitätsgrenze erhöht werden, tritt In— genität auf, einige Teile verflüssigen sich, — bei noch höheren Drucken löst sich Gel von der Wand. Ferner wurde der Einfluß von Basen, Säuren, Salzen und kischen Verbindungen untersucht. Die ersten drei verkleinern μ . Organische Ver— ungen haben keine eindeutige Wirkung. Einige, wie Dextrose, Lävulose, arrose, Mannit und Glycerin haben gar keinen Einfluß, Harnstoff und Methan einen Salzen ähnlichen.

RONA.

ye. The Valve-maintained Tuning-fork as a Precision Time-stan— . Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 240—260, 1923, Nr. 721. Eine Stimmgabel mittels Elektronenröhren erregt. Es werden die Frequenzänderungen durch die Einflüsse gegenüber einer Normalstimmgabel bestimmt. — Den größten Ein— hat die Temperatur. Bei gewöhnlichem Stahl beträgt die Frequenzänderung für $0,01^{\circ}\text{C}$, für Spezial-Nickelstahl nur ein Zehntel dieses Wertes. — Durch Anhalten des Anodenstroms lassen sich die Fehler durch Änderung der Heizung Röhren und der Anodenspannung unmerklich machen. — Bei polarisierenden elektrischen Feldern von weniger als 1000 CGS treten keine wesentlichen Frequenz— ungen auf. — Eine absolute Frequenzmessung wird mit dem phonischen Rad geführt.

DROYSEN.

L. Schaefer. Über die Galtonpfeife. Arch. néerland. de physiol. de l'homme et anim. 7, 325—329, 1922. Verf. hat in einer früheren Untersuchung gefunden, für die Galtonpfeife, wenn man sie mit einem stets konstanten Druck von 70 cm Wasser anbläst, ein einfaches „Schwingungszahlengesetz“ gilt. Es ist nämlich $4L + n$, wenn W die Tonwellenlänge, L die Pfeifenlänge und n eine Konstante ist. In der vorliegenden Abhandlung, einem Beitrag zur Zwaardemaker-Festschrift, nun gezeigt, daß das Gesetz auch für höhere Druckwerte bis zu 30 cm Quecksilber und ebenfalls für kleinere Druckgrößen als 70 cm Wasser, bis hinunter zu etwa 10 cm Wasser. Bei noch geringerem Druck treten die für Hörprüfungen ungeeigneten Obertöne der Galtonpfeife auf. Durch die Auffindung des „Schwingungszahlengesetzes“ vereinfacht sich der Gebrauch der Pfeife wesentlich, insofern man die Länge des irgend einer Einstellung des Pfeifenrohres entsprechenden Tones Benutzung einer Tabelle im Kopfe berechnen kann. Im Zusammenhang hiermit Verf. darauf hin, daß auch die Mängel der bisherigen Anblasetechnik durch den W. Döderlein eingeführte Gummiball-Doppelgebläse nunmehr behoben sind.

** KARL L. SCHAEFER.

E. Sabine. Acoustic Power of Certain Sound Sources in Absolute Units. Phys. Rev. (2) **21**, 475, 1923, Nr. 4. Gemessen wurden die Schwellenintensitäten auf absolutem Maß nach Kranz (Thermophon), die absolute Dämpfung für den Ver— raum, endlich die Nachhalldauer, daraus die Energie in erg/sec berechnet für gestrichene) Geige und Cello, Orgelpfeifen, Grundtöne und — durch Ver— ung der akustischen Bedingungen des Raumes — charakteristische Obertöne von en. Die Werte liegen zwischen 10 (Cello) und 32000 erg/sec (Orgelpfeife).

v. HORNBOSTEL.

J. de Forest. Microphonic Flames. Nature **111**, 739—740, 1923, Nr. 2796. Eine zeichnete Wiedergabe von Schall — besser als mit irgend einem Kohlekörner-

mikrophon — wird durch Flammen erhalten, deren Leitfähigkeit durch Pottasche Soda erhöht ist und die mit Hilfe von Platinelektroden in einen Telephonkreis 100 bis 200 Volt eingeschaltet sind. Es wurden Gas- (Schmetterlingsbrenner), A Spiritus- und mit bestem Erfolg Oxy-Acetylenflammen, diese mit in Quarz geschmolzenem Platindraht als Elektroden, versucht. Zu vermeiden ist: Zische folge zu hoher Spannung (Entladung), Flammengeräusche, Luftströmungen, K ablagerung auf den Elektroden. Die Wirkung ist vermutlich zu erklären durch Änderungen der Ionisierung und Leitfähigkeit der Flamme in Abhängigkeit von Druckschwankungen.

v. HORNBOROUGH

Paul E. Sabine. The Reduction of Sound Transmitted by Plaster Walls as a Function of Thickness. Phys. Rev. (2) 21, 480—481, 1923, Nr. 4. Gipswände verschiedener Dicke zwischen zwei Räumen, in deren größerem sich die Tonquelle Frequenz zwischen 129 und 4839 v. d. — befindet. Gemessen wurde ihre absolute Intensitätsabnahme mit der Zeit A und die Nachhalldauern in beiden Räumen. Das Intensitätsverhältnis in beiden Räumen ist dann $\log(I_1/I_2) = A(t_1 - t_2)$. Bei starker Wanddicke nimmt die Schallschwächung mit steigender Frequenz im Allgemeinen zu — bei tiefen Tönen und Resonanz innerhalb der Wand verläuft die Kurve glatt —; bei einer bestimmten Frequenz, die um so tiefer liegt, je dicker die Wand, nimmt die Schwächung sprunghaft zu. Die Logarithmen der Schwächungsfaktoren sind bei allen Frequenzen eine ähnliche Funktion der Wanddicke, aber nicht lineare, wie bei filzartigen Stoffen: sie wachsen langsamer als die Wanddicke.

v. HORNBOROUGH

Clifford M. Swan. The minimum audible intensity of sound. Proc. Roy. Soc. Acad. 58, 425—441, 1923, Nr. 12. Die bisherigen Bestimmungen der Schwellenintensität haben sehr verschiedene Werte ergeben: zu große bei Versuchen im Freien, weil die Schallabsorption im Boden unberücksichtigt blieb, und bei Verwendung ungeeigneter Beobachter; zu kleine bei Versuchen im Zimmer, weil die Schallverstärkung der Reflexionen nicht beachtet wurde. Verf. benutzte eine ganz neue Methode, die Fehlerquellen vermeidet: Die Zinke einer elektromagnetischen Stimmgabel trägt eine Scheibe, die ein Loch in der Wand (Tür) des Versuchsraumes schließt. Gemessen werden die Anfangsintensität und die Nachhalldauer nach dem plötzlichen Anhalten der Gabel. Dieses wurde bewirkt durch Umschalten des Elektromagnets in einen Stromkreis (110 Volt) mit mehreren Glühlampen, die beim Erlüften den zuerst starken Dämpfungsstrom schnell abschwächen. Das Interferenzsystem im Versuchsräum wurde durch einen rotierenden Schirm dauernd geändert, so daß bei ruhiger Kopfhaltung beobachtet werden konnte. Aus der Anfangsintensität und der aus der Stoppuhr gemessenen — Nachhalldauer wurde die Schwellenenergie nach Sander berechnet. Sie betrug bei

$$\begin{array}{ll} 121 \text{ v. d. } 5,7 \cdot 10^{-5} \text{ erg/cm}^2 \text{ sec} & 493 \text{ v. d. } 3,6 \cdot 10^{-9} \text{ erg/cm}^2 \text{ sec} \\ 246 \text{ v. d. } 2,7 \cdot 10^{-8} & 1021 \text{ v. d. } 9,0 \cdot 10^{-10} \end{array}$$

Die Empfindlichkeitskurve steigt bis 800 v. d. steil an und scheint zwischen 1600 und 3200 ihr Maximum zu erreichen. Ihr allgemeiner Verlauf stimmt also mit den Kurven von M. Wien und von Fletcher und Wegel, zwischen denen sie den absoluten Werten nach etwa die Mitte hält.

v. HORNBOROUGH

R. A. S. Paget. The Production of Artificial Vowel Sounds. Proc. Roy. Society London (A) 102, 752—763, 1923, Nr. 719. An Hand von Schnittzeichnungen beschreibt Verf. ausführlich seine Plastilin-Doppelresonatoren zur Erzeugung künstlicher Vokale.

e 109, 341, 1922) mit Angabe der Ausmaße, Eigentöne und der Abstimmungen. Auch an einem Ende durch eine kleine Öffnung angeblasene Zylindertönen geben zwei oder mehr Resonanztöne zugleich und daher unter Umständen che Flüstervokale. Die Doppelresonanztheorie ist inzwischen durch die Her- künstlicher Vokale und Konsonanten auf elektrischem Wege — Wechseldurch zwei Resonanzkreise und dann zum Telephon — bestätigt worden (John wart, Nature 110, 311, 1922).

v. HORNBOSTEL.

Fritz W. Kranz. Sensitivity of the Ear as a Function of Pitch. Phys. 21, 480, 1923, Nr. 4. Röhrensender und Thermophon als Tonquelle, kontinuierlich variable Selbstinduktion zur Frequenzänderung. Bestimmung der hörbaren Frequenzbereiche bei verschiedenen Intensitätsstufen, die Schwellenintensitäten in abwechselndem Maß ermittelt. Plötzliche Abfälle der Empfindlichkeitskurve innerhalb eines Intervalls — Verhältnis der Schwellenintensitäten bis 1 : 1000 — wurden oft beobachtet, oberhalb 1500 v. d. Die Kurven sind individuell, auch für die beiden Ohren eines Beobachters, sehr verschieden. Eine annehmbare physiologische Hörtheorie muß die Tonlücken berücksichtigen.

v. HORNBOSTEL.

Norris Russell. A Superior Limit to the Age of the Earth's Crust. Roy. Soc. London (A) 99, 84—86, 1921, Nr. 696. Aus der Halbwertsperiode des Uran-235 von $5 \cdot 10^9$ Jahren läßt sich berechnen, daß die Uranmenge z. B. in zehn Halbwertsperioden die 1000fache war. Die jetzt vorhandene Menge Uranium in 1 g Gestein der Erdkruste wird abgeleitet aus der des Radiums; letztere ist nach Jolly etwa $3 \cdot 10^{-12}$ pro 1 g. Im Gleichgewicht ist das Massenverhältnis Uran zu Radium $3,1 \cdot 10^6$; die gesamte Uran in der Erdkruste ist deshalb etwa $7 \cdot 10^{-6}$ im Mittel in der Gewichtsverteilung. Wäre die ganze Kruste ursprünglich aus Uran zusammengesetzt, so wäre das Alter auf die jetzige Menge in $8,5 \cdot 10^{10}$ Jahren erreicht worden. Dieses gibt eine an sich äußerst unwahrscheinliche höchste Zeitgrenze für das Bestehen der Kruste. Wenn man die Bleimenge in der Erdkruste nach Clarke gleich $22 \cdot 10^{-10}$ Prozent und die Zusammensetzung des gewöhnlichen Bleis aus den zwei Isotopen Uran-235 und Blei-208 in dem bekannten Verhältnis berücksichtigt, so kommt man im Mittel auf 10^9 Jahre. Bei der Annahme, daß alle Elemente von größerem Atomgewicht als Uran durch radioaktiven Zerfall entstanden sind, kommt man auf eine obere Grenze von 2000 Jahren. — Russell kommt schließlich zu dem Ergebnis, daß die Erdkruste vor 2000 Jahren (Grenze) bis 8000 Millionen Jahren gebildet wurde. Dies wäre dann nach der Planetesimaltheorie von Chamberlin und Jeffreys die Zeit seit dem Zusammenstoß, beim Herausstoßen des Materials der Erde und Planeten aus der Sonne führte. Jeffreys schätzt auf anderem Wege, aus der Exzentrizität der heutigen Planetenbahnen, das Alter des Sonnensystems auf $3 \cdot 10^9$ Jahre.

KOENIGSBERGER.

Koenigsberger. Verwendung von elektrischem Strom in der Erde für Zwecke der praktischen Geologie. Geologische Rundschau 14, 164—183, 1923. Die Erdströme, deren theoretische Erklärung noch aussteht, sind für die Zwecke der praktischen Geologie nur von geringer Bedeutung. Wichtiger sind die elektromotorischen Kräfte, die nach C. Schlumberger auf der nach der Tiefe hin abnehmenden Salzkonzentration der Erdfeuchtigkeit beruhen, wobei reduzierbare Erze sowohl die Konzentrationsdifferenz in der Tiefe aufrechterhalten, wie gleichzeitig nach oben ein Leiter erster Klasse dienen. Zur Erkennung von besser leitenden Einlagen unter der Oberfläche dient aber vor allem der künstlich aufgeprägte Strom, bei dem sich der Methode der Äquipotentiallinien, die Schlumberger gefunden hat, Vervollkommenet wurde diese Methode von schwedischen Bergingenieuren. In einer Abhandlung sind genaue Literaturangaben zu finden.

KOENIGSBERGER.

H. Labrouste. Exposé sommaire de l'état de la sismologie. Ann. de l'Inst. Géograph. (9) 19, 5—62, 1923, Jan./Febr. Der Verf. gibt in drei Abschnitten einen kurzen blick in das physikalische Teilgebiet der Erdbebenkunde. Im ersten Abschnitt beschäftigt er sich auf 29 Seiten mit der Theorie und Konstruktion von Seismogrammen. Eingehend werden der auf Rußpapier schreibende Seismograph nach Mainka und die elektromagnetisch-photographisch registrierenden Seismographen nach Galitzki beschrieben. Im zweiten Abschnitt werden auf 9 Seiten Fragen, die sich auf Seismogramme beziehen, behandelt. Im dritten Abschnitt (17 Seiten) geht der Verf. den Verlauf der seismischen Wellen im Erdinnern ein und berührt kurz die bisher sich auf die Beschaffenheit des Erdinnern beziehenden Ergebnisse, sich vorwiegend auf die Arbeiten Wiecherts und seiner Schüler. M.

B. Gutenberg. Über den Erdkern in 2900 km Tiefe und die an ihm befindenden Reflexionen und Brechungen von Erdbebenwellen. Geophysik 1, 105—115, 1923, Nr. 4. In etwa 2900 km Tiefe befindet sich im Erdinneren ein Kern mit verhältnismäßig scharfer Grenze, an der die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen von über 13 km/sec auf $8\frac{1}{2}$ km/sec sinkt; fast alle sich hierbei auslösenden Brechung, Reflexion und Beugung ergebenden Wellen, die den Kern longitudinal durchlaufen, konnten nachgewiesen und die sich theoretisch ergebenden Laufzeiten durch Beobachtungen bestätigt werden. Auch die in den theoretisch zu erwartenden Brennpunkten vorhandenen Intensitäten stehen im besten Einklang mit den Beobachtungen. Die Existenz des Kernes scheint hierdurch zweifellos bewiesen. Transversalwellen, die den Kern passiert haben, konnten mit Sicherheit nicht nachgewiesen werden, da diese zu einem Zeitpunkt erwartet werden müssen, an dem mehrere seismische Wellengruppen entsprechend der Theorie auftreten, die sich gegenseitig überlappen. Zudem sind diese Transversalwellen in großen Herdentferungen nicht sehr stark zu erwarten, so daß wir zurzeit noch kein sicheres Urteil über deren Existenz abgeben können. GUTENBERG

H. H. Poole. On Tidal Stresses and Continental Displacements. Phil. Mag. (6) 45, 399—400, 1923, Nr. 267, März. Verf. macht darauf aufmerksam, daß gegenwärtig die Gezeitenkräfte viel zu gering seien, um eine durch sie hervorgerufene Kontinentalverschiebung beobachten zu können. Durch eine überschlägliche Rechnung wird dies dargetan. Er kommt zu dem Schluß, daß, wenn die Gezeitenkräfte bei einer Kontinentalverschiebung eine Rolle spielen, dies dann nur in der Vergangenheit gewesen sein könnte, dank geringerer Widerstandskraft der Erdrinde oder großer Mondnähe. Dies würde mit der Jolyschen Theorie der Kontinentalverschiebung übereinstimmen. MCINTYRE

E. Stühler. Über hyperboloidische Verzahnung. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 429—446, 1922, Nr. 6. Gegenüber den Abhandlungen von Olivier und Résal (1893) über Zahnräder mit gekreuzten Achsen, die nicht tief in das geometrische Problem eindringen, bedeuten die Arbeiten von M. Disteli in der Math. u. Phys. (1904 und 1911) den ersten wesentlichen Fortschritt auf diesem Gebiete. Sie behandeln den Fall, wo die Profilflächen — diese Bezeichnung hat man von den zylindrischen Zahnflanken der ebenen Verzahnung auf die doppelt gekrümmten Flächen übertragen — windschiefe Regelflächen sind. Von diesem Fall ist derjenige der wickelbaren Regelflächen scharf getrennt. Er läßt sich mit der Lehre vom Nullpunkt vollkommen erledigen. Einige der gewonnenen Sätze lassen sich auch auf die

ne Raumverzahnung übertragen, so der folgende: Die Charakteristiken (Charaktere = Schnittkurve zweier aufeinanderfolgender Lagen einer bewegten Fläche) der Flächen bezüglich einer Drehung um die zugehörige Radachse kommen miteinander zum Eingriff, und zwar auf einer Kurve, welche einen Teil der Charakteristik als Eingriffsfläche bezüglich einer Schraubung um die Berührungsstrecke der Grundboloide bildet. Das Problem, aus einer gegebenen Eingriffsfläche alle möglichen Schraubungen abzuleiten, führt auf eine lineare partielle Differentialgleichung. Deren Lösung ist aber hier fast ganz durch geometrische Betrachtungen ersetzt. Dabei spielen diejenigen Kurvenpaare auf den Profilflächen eine wichtige Rolle, welche bei Zahnradbewegung dauernd in gleitender Berührung miteinander stehen. E. STÜBLER.

t. Über Umsteuerung. Bemerkungen zu dem Aufsatz von W. Jung. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 479—480, 1922, Nr. 6. v. MISES.

ung. Über Umsteuerung. Erwiderung auf die Bemerkungen des Herrn W. Jung. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 480, 1922, Nr. 6. v. MISES.

öschl. Zeichnerische Ermittlung der Beschleunigung bei zwangsläufigen Getrieben. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 128—136, 1923, Nr. 2. Der zeichnerischen Ermittlung der Beschleunigung bei zwangsläufigen Getrieben liegt die Methode zugrunde, aus der gegebenen Beschleunigung irgend eines Punktes des Getriebes die aller anderen zu ermitteln. Die relative Bewegung der einzelnen Getriebeteile gegeneinander kann stets als eine Kreisbewegung um einen festen Punkt dargestellt werden, und die relative Beschleunigung irgend zweier Punkte durch die Summe Normal- und Tangentialkomponente. Da die Verhältnisse der Winkelgeschwindigkeiten der einzelnen Glieder des Getriebes durch die Konfiguration gegeben sind, können die gesamten relativen Normalbeschleunigungen rein zeichnerisch ermittelt werden. Außerdem ergibt die Bedingung des Zwangslaufes noch weitere Bedingungen in genügender Anzahl, um die zeichnerische Ermittlung der Beschleunigungen auszuführen. In der vorliegenden Arbeit wird die volle zeichnerische Ausnutzung zuerst von O. Mohr und dann von F. Wittenbauer verwendeten Gedankens auf das einfachsten Getriebe durchgeführt und ihre Anwendung auf die Steuerungsweise abgeleitet. PÖSCHL.

nedicks. Om upphängning i finaste kvartrstråd med varierbar rotationskraft. Fysisk Tidsskrift 20, 121, 1922, Nr. 4. Referat über eine Arbeit von J. Olsen. J. OLSEN.

w. Review of airscrew theories. Journ. Roy. Aeron. Soc. 27, 38—72, Nr. 146. Nach kurzem Überblick über die älteren Theorien, welche die Schraube als Drucksprungerzeuger oder als Flügelblatt ansehen, wendet sich der Verf. zur „Lanchester-Prandtlschen Theorie“; er legt die Grundgedanken der Wirbeltheorie der Tragflügel dar, ihre Fortbildung durch Lanchester und andere durch Prandtl, sowie ihre Übertragung auf Schrauben durch Prandtl. Er zieht diese Theorie, welche in Deutschland und Italien schon allgemein gefunden hat, allen anderen Fortbildungen der einfachen Schraubentheorie vor und setzt sie in einer höchst interessanten Diskussion, an welcher sich die besten Theoretiker Englands beteiligen, in das rechte Licht gegenüber den anderen Theorien. HOPF.

Geckeler. Über Auftrieb und statische Längsstabilität von Flug-Tragflächen in ihrer Abhängigkeit von der Profilform. Dissertation Hochsch. München, 19 S., 1923. Der Verf. legt seinen Untersuchungen die Theorie der vom Referenten herrührenden ebenen Tragflächentheorie zugrunde,

nach der Größe und Lage der Auftriebskraft einer Tragfläche durch folgende Formel bestimmt wird:

$$A = 4\pi \varrho V^2 r \sin(\alpha + \beta), \quad h = \frac{c^2}{2r} \frac{\sin^2(\beta + \gamma)}{\sin(\alpha + \beta)}.$$

Dabei bedeutet ϱ die Luftdichte, V die Geschwindigkeit, β den Anstellwinkel, A die Größe der Kraft und h den Abstand ihrer Angriffslinie von einem bestimmten Zentrum. Die übrigens in diesen Formeln auftretenden Größen sind durch die Koeffizienten der unendlichen Reihe bestimmt, durch die das Tragflächenprofil eine Kreislinie konform abgebildet wird. Um den Einfluß der verschiedenen charakteristischen Profilgestaltungen auf die Auftriebsgrößen festzustellen, benutzt der Hauptsächlich die Ellipsenabbildung, die durch die Funktion $z' = z + \frac{1}{z}$ verhindert wird. Eine weitere Gruppe von Profilen erhält er durch zweimalige Anwendung derselben Abbildungsfunktion. Die Rechnung wird bis zu numerischen Resultaten gezeigt und das Ergebnis mit dem der Profiluntersuchung im Göttinger Aerodynamischen Institut verglichen. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Versuch erweist sich als eine überall befriedigende.

Mises. Segelflug und Ähnlichkeitsgesetz. ZS. f. angew. Math. u. Mechanik 64—67, 1923, Nr. 1. In der Flugtechnik sind zwei Ähnlichkeitsgesetze oder Methoden in Verwendung, von denen die eine von Helmholtz, die andere von Osborne Reynolds stammt. In der vorliegenden kleinen Mitteilung wird zunächst gezeigt, wie sich die beiden Regeln aus einem einheitlichen allgemeineren Ansatz durch zweckmäßige Spezialisierung ergeben. Das allgemeine Ähnlichkeitsgesetz besagt, daß Bewegungen in zwei Flugzeugen, die geometrisch und hinsichtlich der Kräfteverteilung ähnlich sind, sich ähnlich verhalten, wenn die dritten Potenzen der Geschwindigkeiten sich wie die Werte von $Z\gamma : \mu$, die dritten Potenzen der Längenabmessungen wie die Werte von $Z^2\mu : \gamma$ verhalten, wobei Z die Zähigkeitszahl (kinematischer Reibungskoeffizient) μ die Dichte des Mediums, γ das spezifische Gewicht des Flugzeugs bezeichnet. Nachdem, ob bei einer bestimmten Aufgabe die Zähigkeitswirkung oder die unerlässliche Schwerewirkung ausgeschaltet werden darf, gelangt man zu der Helmholtz'schen bzw. zu der Reynoldsschen spezielleren Formel. Im Anschluß daran wird die Frage nach dem erstenmal behandelte Frage, ob der Mensch aus eigener Kraft fliegen könne, neu behandelt. Es wird gezeigt, daß die Helmholtzsche Verneinung dieser Möglichkeit auf zwei unrichtigen, aber einander entgegenwirkenden Voraussetzungen beruht. Einerseits vernachlässigte Helmholtz die Möglichkeit einer Verbesserung des Wirkungsgrades gegenüber dem Vogelflug durch zweckmäßige technische Einrichtung, andererseits stützte er sich auf die bei weitem (etwa im Verhältnis 1 : 10) nicht zutreffende Annahme, daß Arbeitsfähigkeit und Gesamtgewicht eines Menschen wie beim Vogel im gleichen Verhältnis zueinander stünden. Nach heutigen Stande der Technik und unter Berücksichtigung der erfahrungsmäßig ermittelten Leistungsfähigkeit der menschlichen Muskeln ergibt sich, daß motorloses Fliegen nur möglich ist, wenn es zu $\frac{5}{6}$ Segelflug und höchstens zu $\frac{1}{6}$ eigentlicher Flug ist.

Rodolphe Soreau. Lois de variation, dans la troposphère, des caractéristiques de l'air standard avec l'altitude. C. R. 175, 1041—1042, 1922, Aus Messungen des Luftdruckes von 0 bis 14 km Höhe, welche vom 1. Juli 1912 bis 1. Juli 1913 angestellt wurden, wird eine mittlere Druckverteilung errechnet, die sich eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit den Lindenberger Messungen zeigt, so daß über weite Gebiete hin der mittlere Zustand der Atmosphäre genügend durch Luftdruck und Luftdichte am Boden charakterisiert werden kann.

Keret. Ein Beispiel zum statischen Segelflug. ZS. f. Flugtechn. 14, 86 1923, Nr. 11/12. Die Windströmungsverhältnisse in der Nähe eines steilen Hanges (küste) werden mit der Rankineschen Quellenmethode theoretisch verfolgt und fürungen für die Bewegungsmöglichkeiten eines Segelflugzeugs gezogen. Es er sich einfache Beziehungen für die Gipfelhöhe bei bestimmter Windstärke, ferner es sich, daß die Bereiche des möglichen statischen Segelflages ihre Ausdehnung erschiedenen Windstärken stark verändern. HOFF.

Reiffenstein. Über neue Versuche mit Schwingenfliegern. ZS. f. techn. 14, 90—97, 1923, Nr. 11/12. Nach einer Konstruktionsweise von Wels, den Anstellwinkel eines hin und her schwingenden Flügels in einer geeigneten reguliert (analog wie beim dynamischen Segelflug), wurden Modelle von ngenfliegern mit Gummimotor gebaut und erprobt. Dabei ergab sich für den ren Auftriebsbeiwert der $3\frac{1}{2}$ fache Wert wie bei gleichförmiger Translation Versuchen im Luftstrom. Die möglichen Vorteile eines derart gebauten ngenflugzeugs in ökonomischer Hinsicht und in bezug auf Festigkeit werden arlich behandelt. HOFF.

Sayrac. Vol sans moteur dans un vent horizontal de direction constante et de vitesse variable. L'Aéronautique 1923, S. 250—253, Nr. 49, Juni. Möglichkeit des dynamischen Segelflugs bei rein örtlich veränderlicher Wind wird berechnet (in Ergänzung einer ähnlichen Rechnung bei rein zeitlich veränderlicher Windstärke). Die Steuermanöver, welche bei horizontaler und bei vertikaler Veränderlichkeit nötig sind, werden beschrieben und technische Konsequenzen en. Die aerodynamische Feinheit des Flugzeugs erweist sich natürlich als ausschlaggebend, Erhöhung des Gewichtes wirkt wegen der Trägheitswirkung günstig im satz zum statischen Segelflug. Bei rein zeitlich veränderlicher Windstärke spielt gewicht keine Rolle. HOFF.

Margoulis. Les centres de poussée et les portances maxima des ailes. onautique 1923, S. 254—259, Nr. 49, Juni. Aus verschiedenen Modellversuchen tatsächlich Göttinger) und unter Zuhilfenahme theoretischer Überlegungen (itationstheorie) wird der Einfluß der Profilgestaltung auf die aerodynamischen schaften von Flügeln besprochen. Die Überlegenheit der Joukowskischen Form wird hervorgehoben; dicke Profile erweisen sich bei richtiger Formgebung esser wie dünne. Die Druckpunktverschiebung ist notwendigerweise groß bei en mit hohem Auftriebsmaximum. HOFF.

Oberth. Die Rakete zu den Planetenräumen. Mit zwei Tafeln und xtabbildungen. 92 S. München und Berlin, Verlag von R. Oldenbourg, 1923. stellt folgende vier Sätze an die Spitze seiner Broschüre: 1. Beim heutigen e der Wissenschaft und der Technik ist der Bau von Maschinen möglich, die steigen können, als die Erdatmosphäre reicht; 2. Bei weiterer Vervollkommenung en diese Maschinen derartige Geschwindigkeiten zu erreichen, daß sie — im raume sich selbst überlassen — nicht auf die Erdoberfläche zurückfallen müssen agar imstande sind, den Anziehungsbereich der Erde zu verlassen; 3. Derartigen können so gebaut werden, daß Menschen (wahrscheinlich ohne gesundheit- Nachteil) mit emporfahren können; 4. Unter gewissen wirtschaftlichen Bedin- en kann sich der Bau solcher Maschinen lohnen. Solche Bedingungen können higen Jahrzehnten eintreten. — Verf. sucht diese vier Sätze in der vorliegenden t zu beweisen. SCHEEL.

4. Aufbau der Materie.

C. Davisson and C. H. Kunsman. The Scattering of Electrons by Alumina. *Phys. Rev. (2)* **19**, 534—535, 1922, Nr. 5. Sc.

V. Thorsen. Rutherford's Undersøgelser over Atomernes Bygning. *Oversigt. Fysisk Tidsskrift* **20**, 197—216, 1922, Nr. 5/6. Referat über die letzteren Arbeiten von E. Rutherford. J. O.

W. Palmér. Om några av blysuperoxidens fysikaliska egenskaper. *Fysisk Tidsskrift* **20**, 119—120, 1922, Nr. 4. [S. 1188.] J. O.

Niels Bohr. Om Forklaringen af det periodiske System. *Fysisk Tidsskrift* **20**, 112—115, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Referat über Veröffentlichungen des Verf. an anderer Stelle. J. O.

Ellen Gleditsch et B. Samdahl. Sur le poids atomique du chlore dans un minéral ancien, l'apatite de Balme. *C. R.* **174**, 746—748, 1922, Nr. 11. Sc.

Robert S. Mulliken. (Introduced by W. D. Harkins.) A high capacity apparatus for the partial separation of mercury into isotopes. *Phys. Rev.* **21**, 386, 1923, Nr. 3. Der vom Verf. konstruierte Apparat gestattet die Verdampfung großer Mengen von Quecksilber, das dann nach der Methode der molekularen Diffusion in Isotopengemische von verschiedener Dichte zerlegt wird. W. JAHN.

E. B. Ludlam. An Attempt to separate the Isotopes of Chlorine. *Cambr. Phil. Soc.* **21**, 45—51, 1922, Nr. 2. Sc.

Henry Norris Russell. A Superior Limit to the Age of the Earth's Crust. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **99**, 84—86, 1921, Nr. 696. [S. 1177.] KOENIGSBERG.

Heinrich Mache. Neumessung der Radioaktivität der Gasteiner Thermalquellen. *Wien. Anz.* 1923, S. 104, Nr. 13. „Am emanationsreichsten sind die kühlen Quellen“

Rande des Thermalgebietes (bis zu $340 \cdot 10^{-3} \frac{\text{st. E.}}{\text{l}}$), am radiumreichsten die heißen“

Quellen in seiner Mitte (bis zu $154 \cdot 10^{-12} \frac{\text{gr Ra}}{\text{l}}$). LUDDE.

Ernst Reichenbächer. Träge, schwere und felderzeugende Masse. *Z. Phys.* **15**, 276—279, 1923, Nr. 4/5. [S. 1166.] KRETSCHMANN.

K. T. Compton. Remarks on Ionization by Cumulative Action. *Phil. Mag.* (6) **43**, 531—537, 1922, März, Nr. 255. [S. 1189.]

K. T. Compton. Theory of Ionization by Cumulative Action. *Phys. Rev.* **19**, 421, 1922, Nr. 4. [S. 1189.] MINKOWSKI.

C. W. Oseen. De flytande kristallernas teori. *Fysisk Tidsskrift* **20**, 118, 1922, Nr. 4. Vorläufige Mitteilung einer Theorie, die später veröffentlicht werden soll. J. O.

L. Vegard. Nyere resultater vedrörande krystalanalyse ved röntgenstråaler. *Fysisk Tidsskrift* **20**, 129—130, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Referat über Veröffentlichungen des Verf. in der ZS. f. Phys. J. OLSSON.

Tammann. Lehrbuch der Metallographie. Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen. 3. Aufl. Mit 249 Figuren im Text. XVIII und 1921. Leipzig, Verlag von Leopold Voss, 1923. Über die 2. Aufl. vgl. diese Ber. 2, 1921. Das Buch ist den Fortschritten der Wissenschaft entsprechend erweitert worden. Die Vermehrung des Umfangs beträgt etwa drei Druckbogen. SCHEEL.

Wolf. Zur Bruchtheorie von A. Griffith. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 1923, Nr. 2. In der vorliegenden Abhandlung wird zunächst eine Ableitung der unter Berücksichtigung der Oberflächenenergie von A. Griffith aufgestellten Theorie in einem Falle experimentell bestätigten Bedingung für das Weiterreißen eines Risses in einem homogenen Material gegeben, welche die Unklarheiten der Griffithschen Ableitung vermeidet. Unter Voraussetzung eines ebenen Spannungszustandes unter der Annahme eines ideal spröden Materials, das ist eines solchen, welches Hookesches Gesetz bis zum Bruche Folge leistet, wird dann die aus dieser Theorie folgende Bedingung zwischen Länge des Risses und der zum Weiterreißen erforderlichen Größe der Randspannung einerseits für den schon von A. Griffith bewiesenen Fall eines allseitig gleichen Zuges oder Druckes und andererseits für die Theorie berechnet, daß in genügend weiter Entfernung von dem Riß ein einachsiger reiner Zug oder Druck bzw. ein dem Falle der reinen Biegung entsprechender Spannungszustand herrscht. Da der aus dieser Berechnung folgende Wert der kritischen Bruchspannung sich in dem letzteren Falle bedeutend größer als bei konstantem Druck ergibt, so wird der Vermutung Ausdruck gegeben, daß dieses Verhalten zur Erklärung des Unterschiedes zwischen Zug- und Biegungsfestigkeit herbeigezogen werden kann. Zum Schluß wird ein Weg angedeutet, wie man diese Bruchtheorie erweitern kann mit den üblichen Hypothesen in Zusammenhang bringen könnte. Unter allerlei weitgehenden Voraussetzungen, daß die Inhomogenitäten eines Materials das Vorhandensein sehr vieler unregelmäßig verteilter kleiner Risse sich charakterisieren ließen, daß die Risse so klein seien, daß man in ihrer Umgebung die Spannungskomponenten als konstant ansehen könnte, und daß die durch die Risse hervorgerufenen Spannungserhöhungen sich gegenseitig nicht merklich beeinflussen, kommt schließlich eine Bedingung für das Eintreten des Bruches, die auf eine Kombination der Größe der größten Spannung und jener der größten Hauptspannungsdifferenz basiert.

K. WOLF.

Hahn und K. Weissenberg. Röntgenographische Bestimmung der Struktur des Harnstoffs und des Zinntetrajodids. ZS. f. Phys. 16, 1—22, 1923, Nr. 1. In einer kurzen historischen Einleitung und einer Charakterisierung der verschiedenen Methoden teilen die Verff. mit, wie sie mit Hilfe der Polanyischen Schichtungsziehung das Gitter des Harnstoffs bestimmt haben. Durch Drehdiagramme der tetragonale und um die digonale Achse wurden die Identitätsperioden in vier Richtungen direkt gemessen. Aus den beiden Achsen $c = 4,70$, $a = 5,63$ erhält man die Zahl der im Elementarkörper befindlichen Molekülen zu zwei. Weitere Drehdiagramme um [110] und [111] führten zur Bestimmung der Translationsgruppe, die durch einen einfach primitiven Elementarkörper charakterisiert ist. Zur Bezeichnung der Raumgruppe wurde an Hand der Tabellen von P. Niggli die Statistik verschiedener Auslösungen herangezogen. Es konnte ohne Zuhilfenahme physikalischer Indizien lediglich aus der Bruttoformel und den Röntgendiagrammen die Form V_d^3 sowie die chemische Strukturformel sichergestellt werden. Es ergab sich, daß die Harnstoffmolekel die Eigensymmetrie C_{2v} hat und abgesehen von den Atomen eben ist; auch die Eigensymmetrie des C-Atoms ist C_{2v} , die Doppelbindung $C=O$ liegt auf der digonalen Achse, die beiden C-N-Bindungen in einer

Spiegelebene. Die Lokalisierung der Atome ergab, daß der Abstand zweier N- in der Molekel etwa 2 Å beträgt; der der Zentren zweier benachbarter Molekeln zw. 3,98 und 4,62 Å liegt. — Die von den Herren K. Becker und W. Jancke (ZS. f. Chem. 99, 242, 1921) angegebene Struktur erscheint hierdurch richtiggestellt. Struktur von Zinntetrajodid wurde auf einem analogen Wege bestimmt und gefunden, daß die Würfelkante 6,04 Å beträgt. Daraus läßt sich unter Annahme der röntgenoskopischen Kristallklasse T_d folgern, daß die Jodatome das Zinnatom im Tetraederverband umgeben. (R. C. Dickinson, Journ. of the Amer. Chem. Soc., 46, 2022, 1924.) Es hat einen Elementarkörper mit doppelt so großer Würfelkante angegeben. Bezug auf der hieraus sich ergebenden Struktur der Molekel sei auf das Referat in dieser Zeitschrift verwiesen.)

C. E. Tilley. Beziehungen zwischen Dichte, Brechungsvermögen und chemischer Zusammensetzung einiger natürlicher Gläser. Min. Mag. 275—294, 1922. Die bei 13 bis 15° bestimmten Dichten sind auf Wasser bezogen; Fehlergrenze wird zu $\pm 0,002$ angegeben. Brechungsvermögen im Na an polierten Platten mit Herbert-Smith-Refraktometer bestimmt; bei einigen basaltischen Gläsern mittels Einbettungsmethode. Zwei Gruppen werden untersucht:

a) Tektite. 1. Moldavite. Sie zeigen Schwankungen in der Dichte von 2,303 bis 2,453, im Brechungsvermögen von 1,4798 bis 1,4961, im spezifischen Brechungsvermögen $K = (n - 1)/d$ von 0,2072 bis 0,2122. In dem Kurvenbild Lichtbrechung gegen aufgetragen, fallen die Werte oberhalb der Verlängerung der Kurve für die Albit-Anorthit zusammen. 2. Australite. Dichten von 2,386 bis 2,453; n_D von 1,498 bis 1,520; K von 0,2088 bis 0,2128. Im oben angegebenen Diagramm liegen die Werte im Anschluß an die Moldavite ebenfalls oberhalb der Albit-Anorthitglaskurve.

— b) Vulkanische Gläser. 1. Rhyolit-Obsidiane: Dichten von 2,330 bis 2,413; n_D von 1,482 bis 1,500, K von 0,2044 bis 0,2052; Marekanite fallen in dieses Gebiet; Trachyt-Obsidiane fallen im obigen Diagramm auf die Albit-Anorthitglaskurve. 2. Basaltgläser: Dichten von 2,704 bis 3,003; n_D von 1,583 bis 1,649; K von 0,2116 bis 0,2136. Im Diagramm liegt dieses Gebiet zwischen der Verlängerung der Albit-Anorthitglaskurve und denjenigen der Metasilikatgläser $MgSiO_3$ — $CaSiO_3$. — Als meist niedrige K -Werte ergeben sich für Moldavite 0,2089, Australite 0,2109; Obsidiane 0,2128, Basaltgläser 0,2136. — Besonders charakteristisch treten die Unterschiede in den Typen hervor, wenn im Diagramm Dichte und spezifisches Brechungsvermögen getragen werden. Es zeigt sich dann, daß die Werte für die Tektite und die für die vulkanischen Gläser in vollkommen getrennte Felder fallen. Verf. tritt daher die Ansicht bei, daß die Tektite meteorischen Ursprungs sind. — Verf. versucht ferner die K -Werte einiger der untersuchten Gläser zu berechnen als Summe der spezifischen Brechungsvermögen der Komponenten (Oxyde oder Mineralien) und findet die Einstimmung mit Rücksicht auf die Unsicherheit der optischen Daten für die Komponenten befriedigend. — Der Einfluß von Wasser in den Gläsern auf die K -Werte zeigt sich in einer beträchtlichen Zunahme der spezifischen Refraktion. *SPANGER

5. Elektrizität und Magnetismus.

C. Raveau. Démonstration de la loi de l'entrainement de l'éther de Fresnel sans appel à la relativité du temps et de l'espace. C. R. 175, 613-615.
Nr. 16. Die eine der Lichtwellen im Fizeauschen Interferenzversuch durchzuerst die Weglänge 1 mit der Geschwindigkeit v' durch eine mit der Geschwindigkeit

φ vor ihr fliehende Flüssigkeitsmasse und dann in entgegengesetzter Richtung dieselbe Weglänge durch ruhende Flüssigkeit mit der Geschwindigkeit v . Die zweite ist den gleichen und gleichgerichteten Weg im Vakuum hin und zurück mit der Geschwindigkeit c . Die den Geschwindigkeiten v und v' entsprechenden Brechungsgesetze seien n und n' , $nv = n'v' = c$. — Bewegt sich der ganze vorher ruhende Apparat mit der Geschwindigkeit φ durch den Äther, so ändert sich für einen mitgezogenen Beobachter nichts außer der belanglosen Reihenfolge, in der ruhende und bewegte Flüssigkeiten durchlaufen werden. — Für einen nicht mitbewegten Beobachter ändern sich, wenn die Relativitätstheorie gilt, erstens die durchlaufenen Wege. Da ist dies nach dem Verf. belanglos, da ihr Verhältnis zueinander sich nicht ändert. Außerdem ändert sich die Zeit, die jede Welle zum Durchlaufen ihres Weges braucht. Als Bedingung für die gleiche Lage der Interferenzstreifen (conservation d'égale) erhalte man mittels bekannter Formeln

$$\frac{n+n'}{2} \cdot \frac{2}{(1-\varphi^2/c^2)} = \frac{n!}{(1-n'\varphi/c)} + \frac{n}{(1+n\varphi/c)}$$

hieraus die Fresnelsche Formel.

E. KRETSCHMANN.

F. G. Swann. Electric fields due to the motion of constant electrodynamic systems. Phil. Mag. (6) 45, 1191—1192, 1923, Nr. 270. Fortsetzung des Berichtes mit Barnett über unipolare Induktion (diese Ber. 1, 1503, 1920).

E. KRETSCHMANN.

William S. Kimball. (Introduced by H. M. Randall.) Scattering of particles from Einstein center. Phys. Rev. (2) 21, 387, 1923, Nr. 3. Führt man statt des Coulombschen Gesetzes ein dem Kraftgesetz im Einstein-Schwarzschild'schen Bereich genauso nachgebildetes Gesetz ein, so ergibt sich eine etwas andere, für kleinere Winkel größere Zerstreuung eines Stroms von Punktladungen, der auf festen Körpern trifft, als nach „Rutherford's klassischer Formel“. Doch sind die von Miller und Marsden beobachteten Abweichungen vielmals größer. E. KRETSCHMANN.

Stav Mie. Das elektrische Feld eines schweren, elektrisch geladenen Gelächens, das um ein Gravitationszentrum kreist. Ann. d. Phys. (4) 70, 549—557, 1923, Nr. 7. [S. 1160.]

Einstein. Zur allgemeinen Relativitätstheorie. Berl. Ber. 1923, S. 32—38, 4/7. [S. 1153.]

Einstein. Bemerkung zu meiner Arbeit „Zur allgemeinen Relativitätstheorie“. Berl. Ber. 1923, S. 76—77, Nr. 12/14. [S. 1153.]

Strömgren. Zur Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie an der Sonne. Naturwissensch. 11, 316, 1923, Nr. 17. [S. 1157.]

Meurer. Ein elementares Verfahren, die relativistischen Aberrationsgesetze unmittelbar aus dem Diagramm der Aberration abzulesen. ZS. f. phys. u. naturw. Unterr. 54, 95—96, 1923, Nr. 2. [S. 1158.]

Croze. Remarques sur les observations relatives au déplacement vers le rouge des raies de Fraunhofer. Journ. de phys. et le Radium (6) 4, 1923 S. 93—98, 1923, Nr. 3. [S. 1157.]

Edrich Kottler. Maxwell'sche Gleichungen und Metrik. Wien. Ber. 131 II, 119—146, 1922, Nr. 2. Vgl. diese Ber. 3, 670, 1922. [S. 1151.] E. KRETSCHMANN. Physikalische Berichte. 1923.

G. Ising. Mikroskopavläsning vid galvanometrar och elektrometer. Fysisk Tidsskrift **20**, 121—122, 1922, Nr. 4. Verf. erwähnt eine Methode, die Genauigkeit, die man bei mikroskopischer Ablesung eines Galvanometers oder Elektrometers erreicht, zu erhöhen. Er benutzt einen dünnen Quarz- oder Wollastonfaden als Zeiger, welcher stark beleuchtet und durch ein Mikroskop mit starker Vergrößerung betrachtet wird. Als Okular dient ein ganzes Mikroskop. In dem Gesichtsfelde sieht man Beugungsstreifen, und einer von diesen wird als Index benutzt. Die Ablesungsgenauigkeit ist im Verhältnis zur Ablesung der Kante eines Zeigers im Mikroskop fünfmal vergrößert. Man kann eine Vergrößerung von 800 bis mehreren Tausendfachen verwenden.

J. O.

G. J. Elias en J. G. W. Mulder. Over het gebruik der Braun'sche Röntgenapparatuur. Physica **3**, 143—150, 1923, Nr. 5. Es ist bekannt, daß die Braunsche Röhre bei kleineren und lichtstärkeren Fluoreszenzfleck zeigt, wenn man ein magnetisches Feld anbringt in der Richtung des Kathodenstrahlbüschels. Die Verff. berechnen den Einfluß dieses Feldes auf ein kegelförmiges Büschel ohne Berücksichtigung gegenseitigen elektrostatischen Ablenkung der Elektronen. Erst behandeln sie den Fall, daß das Feld über die ganze Länge der Elektronenbahnen wirkt. Der Fleck ist dann kleiner als ohne Feld, bei bestimmten Feldstärken sogar verschwindend klein. (Der Verlauf der Fleckgröße mit der Feldstärke ist wie derjenige der bekannten Funktion $\frac{\sin \Theta}{\Theta}$ mit Θ .) Auch wenn die Röhrenspannung, also die Elektronengeschwindigkeit nicht konstant ist, ist der Fleck mit Feld kleiner als ohne Feld.

Weiter berechnen Verff. den Einfluß des Feldes, wenn die Achse des Büschels senkrecht steht auf die Richtung des Feldes. Auch hier wird der Fleck kleiner, wenn die Röhrenspannung konstant ist. Ist das nicht der Fall, so zeigt jetzt der Fleck eine kometenschweifartige Vergrößerung. Man soll also immer darauf achten, daß das Feld die Richtung der Achse des Büschels hat. Wirkt das Feld nicht über die gesamte Länge der Elektronenbahnen, so ist der Einfluß selbstredend ein geringerer. Die Vergrößerung des Flecks ist fast immer gering, weil man den größten Teil der Röhre längs für das Anbringen der elektrischen oder magnetischen Felder senkrecht zur Röhrenachse braucht und also nur eine geringe Länge für das axiale magnetische Feld zur Verfügung bleibt.

KOLKMEYER

Ferd. Scheminzky. Ein neues Induktorium für Leitfähigkeitsmessungen mit Wechselstrombetrieb. ZS. f. phys. Chem. **104**, 349—353, 1923, Nr. 5. Verf. hat einen Apparat für Leitfähigkeitsmessungen konstruiert, welcher an jede Leitung von Wechsel- oder Drehstrom von 110 oder 220 Volt angeschlossen werden kann, und im Sekundärkreis dennoch keinen Wechselstrom von Sinusform liefert, sondern einen dem Faradayschen ähnlichen Strom erzeugt. Die Glimmlicht-Gleichrichterröhre hat ungleichmäßig ausgebildete Elektroden, welche sich in einer Edelgasatmosphäre befinden. Sie üben auf den hindurchfließenden Wechselstrom eine Verzerrungswirkung aus, indem sie den Strom in einer Richtung passieren lassen, ihn in der anderen Richtung sehr stark schwächen, so daß an der Stromkurve nur eine kleine Zacke zu sehen ist. Der Strom, welcher die Primärspule des Transformators durchfließt, ist also ein ruckweiser Gleichstrom; die Röhre arbeitet völlig geräuschlos.

Wilhelm Geyger. Frequenzwandler zur Erweiterung des Meßbereiches von Frequenzmeßgeräten. Elektrot. ZS. **44**, 565—568, 1923, Nr. 24. Es wird der Frequenzwandler geschlag gemacht, zur Erweiterung des Meßbereichs von Frequenzmeßgeräten geeignete Frequenzwandler zu verwenden. Beigefügte Abbildungen nebst

ungen zeigen Beispiele ausgeführter Frequenzwandler, welche für Frequenzungen in Verbindung mit Zungenfrequenzmessern bestimmt sind, welche aber zu anderen Zwecken in der elektrischen Meßtechnik oft mit Vorteil benutzt en können.

SCHEEL.

Jolff. Ein neuer Frequenzmesser für schwache Tonströme. Jahrb. f. tl. Telegr. 15, 321—326, 1920, Nr. 4.

SCHEEL.

Holde. Über die beim Strömen in Röhren erzeugte elektrische Erreg-
keit von Benzin. Arb. a. d. pharmazeut. Inst. d. Univ. Berlin 12, 49—56, 1921.
Sie setzt seine Strömungsversuche mit Benzin (Ber. d. D. Chem. Ges. 47, 3289,
ZS. f. Elektrochem. 22, 1 u. 915, 1916) fort. Methodik: Benzin strömt unter
bis 2 Atm. Druck in ein isoliertes Gefäß, die Aufladung wird mit einem Elektro-
der gemessen. Die dabei auftretenden elektrischen Ladungen röhren von der
ung an den Wänden, nicht vom sogenannten Wasserfalleneffekt her [Lenard, Ann.
Phys. (4) 47, 463, 1915]. Das ausfließende Benzin gibt seine Aufladung sofort an
Gefäßwände ab trotz seiner geringen Leitfähigkeit. Hohe Lufttrockenheit ist ein
ntlicher Faktor bei der Entstehung der Aufladungen, die Temperatur hat dagegen
geringen Einfluß. Die von den festen Isolatoren abgeleitete Vorstellung, daß der
abene Isolator seine Ladung nur an eine metallische Umkleidung abgibt, ist für
flüssigen Isolatoren nicht gültig.

**BEUTNER.

Guye. Sur l'extension de la loi de Paschen aux fluides polarisés.
Séances Soc. de phys. de Genève 39, 21—22, 1922, Nr. 1. Vgl. C. E. Guye:
174, 445—448, 1922, Nr. 7. Referat in diesen Ber. 3, 1320, 1922, Heft 24. R. JAEGER.

Fachsmuth (nach Versuchen von G. Messtorff). Über eine Methode zur Be-
imung der Dielektrizitätskonstanten flüssiger Körper mit Hilfe von
sonanzerscheinungen freischwingender Spulen. Verh. d. D. Phys. Ges. 3,
1922, Nr. 1. Ein Blondlotscher Schwingungskreis wurde durch verstellbare
tauswechselbare Endplatten in weitem Bereich veränderlich gemacht. In loser
lung hing darüber an Seidenfäden in drei Windungen eine kurze Drahtspule
28,5 cm Drahtlänge, einer Ganghöhe von 0,6 cm und einem Spulendurchmesser
3 cm, so daß bei einer Drahtdicke von 0,3 cm die Gesamthöhe 1,2 cm betrug.
Drude (Ann. d. Phys. 9, 293, 1902) berechnet sich dann die Eigenschwingung
ripule zu $\lambda/2 = 47,8$ cm. Die Spule wurde durch den Erregerkreis zu Resonanz
gert, diese mit Heliumröhre festgestellt und nun die Wellenlänge des Erreger-
ges mit einem an die Stelle der Spule gebrachten Lecherschen Drahtpaar ge-
ben. Es ergab sich $\lambda/2$ zu 46,7 cm. — Um Dielektrizitätskonstanten von Flüssig-
in mit dieser Anordnung zu bestimmen, ließ man die Spule nunmehr in ein
Gefäß von solcher Breite eintauchen, daß eine Vergrößerung des Gefäßes keine
erung der Schwingungsdauer mehr hervorrief. Die neue Eigenschwingung wurde
er wie oben eingestellt und sodann bestimmt. — Gemessen wurde Petroleum (2,15),
in (7,47), Äthylalkohol (24,07), destilliertes Wasser (76,3). Von besonderem Interesse
die Dielektrizitätskonstante verflüssigter Gase: Flüssiger Sauerstoff 1,51, flüssiger
stoff 1,58 und flüssige Luft 1,56. — Die als Dissertation gedruckte, aber an keiner
referierte Arbeit war bei Kriegsausbruch gerade fertig; Herr Messtorff
e der erste Doktor der Universität Frankfurt.

R. JAEGER.

Wolff Keller. Neue Dielektrizitätskonstanten. Biochem. ZS. 136, 163—168,
Nr. 1/3. Verf. kann seine früher geäußerte Ansicht, daß die Dielektrizitäts-
ante eine physiologische Bedeutung hat, jetzt durch neue Messungen belegen

(welche von R. Fürth ausgeführt sind). Dabei ergibt sich z. B., daß weiße Substanz eine Dielektrizitätskonstante von 90 hat (Wasser 81,7), Nervensubstanz (Opticus vom Rind) < 86 , Globulinfraktion des Serums 85,2. Verf. schließt hiervon auf, daß die Fibrillen des Achsenzyinders eine Dielektrizitätskonstante von etwa 86 haben müßten, da bei den genannten Messungen auch Zellen von jedenfalls kleinerer Dielektrizitätskonstante mitgemessen werden, doch läßt sich dies nicht direkt erweisen. Untersucht werden auch Süßstoffe; dabei zeigt sich, daß Saccharin in $\frac{1}{4}$ Proz. die Dielektrizitätskonstante des Wassers auf 89,5 erhöht, während der Zusatz sie wieder erniedrigt. Verf. führt aus, daß die Dielektrizitätskonstante nicht nur die elektrolytische Dissoziation, sondern auch die Reaktionsgeschwindigkeit beeinflusse.

**R. BEUTEL

O. E. Frivold. Elektrostriktion i gaser. *Fysisk Tidsskrift* **20**, 119, 1922, Nr. 4. Referat über eine Veröffentlichung des Verf. in *Phys. ZS.* **22**, 603, 1921. J. C. G.

W. Palmær. Om några av blysperoxidens fysikaliska egenskaper. *Fysisk Tidsskrift* **20**, 119—120, 1922, Nr. 4. Der Verf. hat durch Elektrolyse PbO_2 in reiner Form in verschiedenen Zustände und kompakter Form hergestellt. Er hat die spezifische Leistungsfähigkeit bei 0° gleich 11300 gefunden, welche größer ist als die des Quecksilbers, und zwar um so groß ist wie die von anderen Forschern für pulverförmiges Material bestimmt. Die Leistungsfähigkeit ist von metallischem Charakter und nimmt mit 0,08 Proz./Grad ab. Das spezifische Gewicht ist bei 20° 9,36, die Härte 5 bis 6, der lineare Ausdehnungskoeffizient etwa $6 \cdot 10^{-6}$. J. C. G.

A. Partzsch. Über den Anodenfall und die Abhängigkeit des Gradienten des Anodenfalls von der Stromstärke. *ZS. f. Phys.* **15**, 287—306, 1923, Nr. 4/5. Der Verf. sucht zunächst die Druckabhängigkeit des Anodenfalls in Quecksilberdampf und Wasserstoff und findet in beiden Gasen ein Anwachsen des Anodenfalls, wenn der Druck unter etwa 0,3 bzw. 0,1 mm erniedrigt wird. So beträgt bei einer Stromstärke von 1 Amp. (Stromdichte 0,25 Amp./qcm) der Anodenfall an einer Graphitanode 0,002 mm 13 Volt, bei 0,29 mm 4,9 Volt und bei 0,45 mm 4,53 Volt. Als niedriger Wert wurde bei 2,92 Amp. und 0,35 mm Druck ein Anodenfall von 4,01 Volt gemessen. Es zeigt sich bei gleichbleibendem Druck ein Abfall des Anodenfalls mit wachsender Stromstärke bzw. mit wachsender Anregungsdichte des Quecksilberdampfes. Als Grenzwert des Anodenfalls in Quecksilberdampf wird der Wert $2P = 3,7$ Volt in Übereinstimmung mit einer Arbeit von H. Schüler (*ZS. f. Phys.* **14**, 32, 1922) angesehen. Nach den in der Literatur mitgeteilten Beobachtungen liegt ein weiterer Grenzwert des Anodenfalls bei $1s = 2,69$ Volt, der aber wohl nur möglich ist, wenn die Anode im Kathodenbüschel des Quecksilberlichtbogens liegt. Bei geringerer Stromstärke ergeben sich ferner Anodenfälle, die in der Nähe von $1s = 10,39$; $2p_3 = 5,2$ und $2p_2 = 5,52$ Volt liegen. In Wasserstoff wurden bei niedrigen Drucken Anodenfälle bis über 100 Volt gemessen, über 0,2 mm ist der Anodenfall in Wasserstoff konstant und beträgt im Mittel 17,6 Volt, ist also um 1,2 Volt größer als die Ionisierungsspannung des Wasserstoffmoleküls. — Der Anodenfall in Argon und Neon nähert sich mit wachsender Stromstärke der niedrigsten Anregungsspannung, während bei gegebener Stromstärke der Anodenfall gleich der Ionisierungsspannung dieser Gase ist. In Argon ergeben sich z. B. an einer Platinanode bei hoher Stromstärke Anodenfälle zwischen 11,0 bis 11,6 Volt, in guter Übereinstimmung mit der niedrigsten Anregungsspannung des Argons (11,55 Volt nach Hertz). An Graphitanoden und an Anoden mit langer vorgelagerter positiver Säule zeigten sich wesentliche Abweichungen obigen Wertes. Setzt man, wie im Quecksilberdampf, den Anoden-

der Differenz zwischen Ionisierungsspannung und Anregungsspannung, so müßte Anodenfall in Argon bis auf $15,3 - 11,55 = 3,75$ Volt fallen können. Der niedrigste erachtete Wert des Anodenfalls in Argon war 5,8 Volt, also noch weit von 3,75 Volt entfernt. Die abnorm niedrigen Werte traten im Gegensatz zu den Messungen in dem Ksilberdampf nicht bei der höchsten, sondern bei mittleren Stromdichten ein. — Gleichzeitig wurde der Gradient in Argon in Abhängigkeit von der Stromstärke gegeben. Es zeigte sich, daß bei großen Stromstärken an der Anode ein Überschuß positiver Ionen erzeugt wird, so daß sich in der vorgelagerten positiven Säule niedrigerer Gradient als in den weiter entfernten Teilen derselben einstellen kann. Bei 39 mm Druck ließ sich der Gradient X in einer 2 cm weiten Entladungsrohre durch $X = 0,664 + \frac{0,067}{0,0193 + i}$ (i in Ampere, X in Volt/cm) darstellen, in einem $\text{N}_2\text{-Stickstoffgemisch}$ von 1,57 mm Druck (Teildruck des Stickstoffs 0,471 mm) durch $X = 4,58 + \frac{0,284}{0,0197 + i}$. Eine Beziehung von der Form $X = a + \frac{b}{c + i}$ schafft also den Gradient befriedigend dar. Die Konstante c scheint nach den bisherigen Versuchen von Gas und Druck ziemlich unabhängig zu sein. — In obigem $\text{N}_2\text{-Stickstoffgemisch}$ ergab sich ein Anodenfall vor 19 Volt, um 2 Volt größer als die Ionisierungsspannung des Stickstoffs. — PAETZSCH.

.. Compton. Theory of Ionization by Cumulative Action. Phys. Rev. 9, 421, 1922, Nr. 4. Kurze Inhaltsangabe der in diesen Ber. S. 664 referierten Arbeit. MINKOWSKI.

.. Compton. Remarks on Ionization by Cumulative Action. Phil. Mag. 3, 531—537, 1922, März, Nr. 255. Der Inhalt der Arbeit deckt sich mit Teilen in diesen Ber. S. 664 referierten. Außerdem wird auf kritische Bemerkungen von Robertson und A. C. Davies zu Experimenten des Verf. erwidert. MINKOWSKI.

K. Robertson. Die elektrodenlose Entladung in Jod und Wasserstoff. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [3], 151—155, 1922. Verf. untersucht die Abhängigkeit elektrodenloser Ringentladungen von der Intensität. Im J_2 findet bei geringer Intensität ein fahlgelbes Leuchten, das im Spektroskop zusammenhängende Bänder zeigt; beim Wechseln der Intensität tritt plötzlich ein fahlgrüner auf, der ein Linienspektrum mit schwachem Hintergrund hat, offenbar eine Spätphase der Dissoziation. Beim H_2 folgen mit zunehmender Intensität vier verschiedene farbige Erscheinungen aufeinander: 1. eine weiße, in der die Balmerlinien fehlen, 2. eine fleischfarbene, in der Balmer- und Viellinienspektrum stark enthalten sind, 3. eine rote, in der H_α und H_β relativ sehr stark sind und ein Teil des Spektrums fehlt, und 4. eine blaue, in der nach Masson das Viellinienspektrum völlig fehlt und H_β stärker als H_α ist. Eine genügende Erklärung dieser Erscheinungen kann Verf. nicht geben. *REGLIN.

Jüchardt. Über die Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen. Ann. phys. (4) 71, 377—423, 1923, Nr. 14. Die Umladungsweglängen von homogenen Wasserstoffatomkanalstrahlen in Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff werden einer mathematischen Untersuchung unterzogen und die Gründe der bisherigen Unstimmigkeiten auf die bisher nicht berücksichtigte Ausdehnung der benutzten elektrischen und magnetischen Felder, teils auf den Einfluß des Dampfresiduums zurückgeführt. Verschiedenen von W. Wien, Königsberger und Kutschewski und Rüttenauer benutzten Meßverfahren werden kritisch verglichen. Die wesentlichen Ergebnisse

der Messungen sind: Die mittleren Umladungsweglängen sind dem Druck proportional. Die neutrale freie Weglänge ist wesentlich größer als die positive. Die neutrale Weglänge nimmt etwas zu mit abnehmender Geschwindigkeit und ist in Wasserstoff größer als in Sauerstoff und Stickstoff. Die positive freie Weglänge nimmt stark mit zunehmender Geschwindigkeit und ist in Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff nur wenig verschieden. Die Umladungswirkungssphären werden berechnet. Schluß folgen einige Betrachtungen über den Zusammenhang zwischen Umladung und Lichterregung im Anschluß an frühere Versuche von L. Vegard. RÜCKSICHT

W. E. Ringer. Observations relatives au rayonnement de sels de potassium et sur la question de savoir si le caesium aussi est radioactif. *J. Physiol. Néerland. de physiol. de l'homme et des animaux*, 7, 431—440, 1922. J. J. Thomson fand (Phil. Mag. (6) 10, 584, 1905), daß Kalium und Rubidium Elektronen emittieren, ohne vorher belichtet zu sein, und im folgenden Jahre zeigten N. R. Campbell und A. Wood, daß durch die Strahlung Luft ionisiert wird (Proc. Cambr. Soc. 1916; 14, 211, 1907; 15, 11, 1909). Diese Elemente zählen also zu den radioaktiven. In der Reihe der Elemente Ca, Sr, Ba, Ra ist nur dasjenige mit höchstem Atomgewicht radioaktiv, in der Reihe Li, Na, K, Rb, Cs ist es von den ersten vier leichten Elementen erwiesen. Beim Cäsium wurde wohl auch hin und wieder, jedoch nicht mit Sicherheit eine Radioaktivität angegeben. Physiologisch benimmt sich nun das Cäsium wie ein radioaktives Element, dessen Aktivität derjenigen des Kaliums gleichkommt, aber physikalisch hat sich diese Aktivität noch nicht als dem Cäsium zugehörig bestätigen lassen. Verf. reinigt das Präparat von Kahlbaum CsCl und benutzt eine besondere exakt ausgeführte Ionisationskammer mit geringem Plattenabstand zum Nachweis einer etwa vorhandenen Radioaktivität. Er findet, daß diese 90 mal kleiner sein muß als die des Kaliums, wenn die Elektrometerausschläge in Betracht gezogen werden. Er glaubt jedoch, daß auch diese Ausschläge auf Verunreinigungen zurückzuführen seien. Die Reinigung erfolgt durch Erzeugen von Niederschlägen von Fe(OH)_3 , CuS, BaS in den Cäsiumlösungen. In derselben Kammer werden mehrere Kaliumsalze untersucht, ob die Gegenwart von Fe in den Verbindungen eine Störung hervorruft. Die Strahlung ist stets proportional der vorhandenen Kaliummenge. Die Kaliumsalze werden des weiteren mit dünnen Folien von Aluminium, Kupfer, Zinn, Nickel, Eisen bedeckt. Die Wirkung auf das Elektrometer wird auf etwa drei Viertel herabgesetzt. Verf. hält es für untersuchenswert, ob die färbende Substanz des Blutes nicht von besonderer Bedeutung für die Strahlung ist und macht sich zum Ziel, die Strahlung intakter roter Blutkörperchen in gleicher Weise zu messen. **2

A. Becker. Zur Methodik der Emanationsmessung. Strahlentherapie 15, 383—388, 1923, Nr. 3. Der Verf. beschreibt eine neue Form des von ihm angegebenen Emanometers. Das Meßprinzip ist dasselbe wie früher. Der zylindrische Ionisationsraum ist bei dem neuen Instrument mit einem Vorraum verbunden, der die Emanation einer in sich zurücklaufenden Doppelschlängenröhre aus Glas besitzt, welche um einen Zylinder herumgelegt ist. Das Volumen des Vorraums beträgt 1,5 Liter, das des Zylinderkondensators 3 Liter. Der Meßraum läßt sich evakuieren, ebenso wie der Vorraum. Bei der Messung werden zuerst Vor- und Meßraum evakuiert, dann die messende Emanation im Vorraum gesammelt, das Elektrometer auf einen bestimmten Teilstrich eingestellt, die Emanation durch Öffnen eines Hahnes in den Ionisationsraum übergeführt und die Messung begonnen. Der Normalverlust wird in der üblichen Weise in Abzug gebracht. Sogleich nach der Messung wird die Emanation wieder durch Auspumpen entfernt. Ausführlich diskutiert der Verf. die Fehler, die bei

sung eintreten können und zeigt an einer Meßreihe mit bekannten Emanationsgen, daß das Verfahren einwandfrei arbeitet. Als Elektrometer können sowohl statische wie heterostatische Instrumente verwendet werden. P. LUDEWIG.

Döelter. Weitere Mitteilungen über Farbenveränderungen von Mineralen durch Strahlungen. Centralbl. f. Min. 1923, S. 321—324, Nr. 11. Der Verf. beschreibt Versuche über die Farbänderung von Kunzit von Madagaskar, Apatit, hellrotem Quarz, Amethyst und Flußpat. Es werden Stücke verschiedener Herkunft der genannten Mineralien mit Radiumstrahlen bestrahlt und die Farbänderungen qualitativ festgestellt und Angaben über die Lumineszenz der bestrahlten Stücke gemacht. Einzelheiten lassen sich im kurzen Auszug nicht wiedergeben. P. LUDEWIG.

F. Lindman. Om resultaten av nägra försök rörande Hertz'ska vägör. i sk Tidsskrift 20, 116—117, 1922, Nr. 4. [S. 1196.] J. OLSEN.

E. Taylor. Note on the Low-Frequency Voltage Factor of an Oscillating Triode. Electrician 87, 205—206, 1921, Nr. 2256. SCHEEL.

Walter Schallreuter. Über Schwingungsscheinungen in Entladungsren. Mit 14 Abbildungen. IV u. 39 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn -Ges., 1923. Inhalt: 1. Einleitung; 2. Geschichtliche Übersicht; 3. Die Voraussetzung; 4. Vergleichende Messungen über die Abhängigkeit der Schwingungsenergie der Edelgasart und dem Druck; 5. Die Spitzen- und Entladungsspannungen des Kondensators bei Schwingungen zweiter Art; 6. Nebenerscheinungen; 7. Zusammenfassung der Versuchsergebnisse. SCHEEL.

Samlö. Détermination de la résistance et de la self-induction des bobines en haute fréquence. Journ. de phys. et le Radium (6) 4, 219 S., 1923, Nr. 4. Die Kirchhoff'sche Methode zur Untersuchung der Ausbreitung elektrischer Wellen an geraden Drähten wird auf Spulen übertragen; die zu untersuchende Spule wird frei und wird durch einen fremden Oszillator erregt, während eine kleine Testspule mit Detektor und Verstärker an ihr entlang geführt wird. Es wird gefunden, daß sich neben der Grundschwingung eine Reihe von Oberschwingungen ausbildet, deren Frequenz langsamer steigt als ihre Ordnungszahl. — Wenn die Frequenz des anliegenden Oszillators in die Nähe der Eigenschwingung der Spule kommt, wird einerseits ihre Selbstinduktion durch Skin-Effekt und ungleichförmige Stromverteilung am Leiter vermindert, andererseits wird sie durch die Windungskapazität beeinflußt. Bei einlagigen Spulen überwiegt der erste Effekt, bei mehrlagigen Spulen der zweite. SAMSON.

W. L. Hartley. Relations of carrier and side-bands in radio transmission. Proc. Inst. Radio Eng. 11, 34—56, 1923, Nr. 1. Die mathematische Analyse der durch Aufprägung einer „Signalwelle“ veränderten „Trägerwelle“ (Grundwelle des Sendekreises) zeigt, daß die resultierende „modulierte Welle“ im allgemeinsten Falle besteht aus einem Summanden von der Trägerfrequenz und einer Summe unendlich vieler Terme von den Frequenzen, welche bei Zerlegung des Signals in Träger-Reihen auftreten, und welche sich als obere und untere „Seitenbanden“ metrisch um die Trägerfrequenz gruppieren. Die mathematische Behandlung der Produktion der Signalwelle auf der Empfangsseite zeigt, daß die Aussendung nur der Seitenbande genügt, wobei die andere durch geeignete elektrische Filter zurückgehalten ist. Die dabei erzielte Verkleinerung des ausgesandten Frequenzbereiches von großer Bedeutung für einen störungsfreien Betrieb. Schließlich kann man

sogar auf der Sendeseite noch die Trägerwelle selbst unterdrücken und sie auf Empfangsseite durch einen lokalen Oszillator wieder einführen. Diese Art des Empfangens heißt Homodyne-Empfang. Jene Unterdrückung der Senderträgerwelle dadurch erreicht, daß in einem System gegeneinander ausgeglichener Kreise Trägerwelle auf die Gitter zweier Vakuumröhren mit derselben, der Signals dagegen mit entgegengesetzter Phase einwirkt. Der Homodyne-Empfang zeigt Vorteile einer wesentlichen Ersparnis von Sendeenergie, einer Steigerung der Empfängerleistung durch Erhöhung der Intensität des Hilfssenders und weitgehender Befreiung. — Es werden nunmehr Gleichungen abgeleitet zur Ermittlung der Verzerrungen der reproduzierten Wellen in Abhängigkeit von den unvermeidbaren Verzerrungen der modulierten Welle, mit dem Ergebnis, daß im allgemeinen Amplitude und Phasenlage in der reproduzierten Komponente abhängt von Amplitude und Phase der entsprechenden Komponenten in den Seitenbanden und von der Phase der Trägerwelle. Ein Effekt verschiedener typischer Verzerrungen wird dabei untersucht sowohl für das Aussenden einer als auch beider Seitenbanden und ebenso für Frequenz- und Phasenänderungen des lokalen, die Trägerwelle wiederherstellenden Senders der Empfänger. Das letztere ist besonders wichtig, da ein absoluter Synchronismus von lokaler Trägerwelle und der unterdrückten Trägerwelle des fernen Senders nie zu erreichen ist. Es zeigt sich dabei, daß die resultierende Verzerrung des Signals bei der Telephonie stärker ist, wenn beide Seitenbänder verwendet werden, dagegen für die Telegraphie, wenn nur eine gebraucht wird. Es wird ferner gezeigt, daß das Empfängerignal die doppelte Stärke hat, wenn beide Seitenbänder gesendet werden, als wenn dieselbe Sendeenergie in eine Seitenbahn konzentriert wird.

SÄNGER

Chas. T. Knipp and Hugh A. Brown. Alkali vapor detector tubes with variable spacing of the electrodes. Phys. Rev. (2) 21, 387, 1923, Nr. 3. **K.** Bericht über Detektoren, die mit Alkalidampf gefüllt sind und bewegliche Elektroden besitzen.

MÜHLEN

P. D. Lowell. An electron tube amplifier using 60-cycle alternating current to supply power for the filaments and plates. Scient. Pap. Bureau of Stand. 18, 345—352, 1922, Nr. 450. Die Schwierigkeiten, die die Heiz- und Anodenbatterie bei Verstärkern machen, umgeht der Verf. durch Verwendung von Wechselstrom aus einem Starkstromnetz. Der beschriebene Verstärker besitzt drei Röhren für Hochfrequenzverstärkung, einen Kristalldetektor und zwei Röhren für die Gleichfrequenzverstärkung. Von der Verwendung einer Detektoröhre wurde abgesehen, weil dadurch störender Wechselstrom in den Gleichrichtervorgang eingeführt wird. Am Wechselstromnetz liegt ein Transformator mit mehreren getrennten Wicklungen, eine für die Heizung sämtlicher Verstärkerröhren, eine für die Heizung des Gleichrichters, der mit Hilfe einer weiteren Wicklung die Anoden Spannung für alle Röhren liefert. Dieser ist eine normale Röhre, deren Gitter und Anode miteinander geschlossen sind. Zum Glätten des Gleichstroms ist ein Kondensator von $10 \mu F$ gesehen. Die Gitterspannungen werden mittels zweier Spannungsteiler, die an den Heizdrähten liegen, sorgfältig eingestellt. Das noch vorhandene Wechselstromgeräusch stört nur bei sehr schwachem Empfang.

MÜHLEN

L. W. Austin. Receiving measurements and atmospheric disturbances at the United States Naval Radio Research Laboratory, Bureau of Standards, Washington, September and October, 1922. Proc. Inst. Radio Eng. 11, 1923, Nr. 1. In Tabellenform werden gegeben die im September und Oktober in Washington beobachteten Feldintensitäten in Mikrovolt pro Meter, welche bei

wurden durch die drahtlosen europäischen Signale von der Lafayettestation (Nauaux, $\lambda = 23,4$ km) und von Nauen ($\lambda = 12,5$ km). Es zeigt sich ein deutlicher Rückgang der Erscheinung des fast vollständigen Verschwindens der Signale am Nachmittag, was für die Sommermonate charakteristisch war. Gleichzeitig zeigt sich, daß dieses Verschwinden auf der kleineren Welle länger anhält, auf welcher ein frühzeitiger (Mai) bemerkbar wurde. Den Werten der Signalintensität sind zeitgleiche Werte der atmosphärischen Störungen beigefügt. SÄNGEVALD.

Morecroft. Further Discussion on „Resistance and capacity of coils at frequencies“. Proc. Inst. Radio Eng. 11, 57—58, 1923, Nr. 1. Zwei Briefe von Morecroft und G. Breit im Anschluß an die genannte Arbeit (Proc. Inst. Radio Eng. 10, 287, 1922, Nr. 4), die sich auf eine Formel über die verteilte Kapazität von Spulen beziehen. SAMSON.

Wraight, L. F. Morehouse and H. P. Charlesworth. Machine Switching Telephone System for Large Metropolitan Areas. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 334, 1923, Nr. 4. Die Grundzüge der automatischen Telephonie für große Städte werden an Hand der neuen 500teiligen Stangenwähler der Western beschrieben. Das System ist gekennzeichnet durch Anrufsucher, Register (Sender, der die in den gegebenen Impulse entsprechend den größeren Wählern umformt), Gruppenwahlwähler. Die beschränkte Zahl von Registern wird durch einen Sender unter den Anrufsuchern und Gruppenwählern zugeordnet. Ein 11teiliger Steuerer dienen zur Ausführung der verschiedenen Schaltbedingungen. — Die 500teiligen Wähler werden durch Zentralmotor angetrieben und die Stangen durch Magnetschaltung gekuppelt. Die Kontaktarme werden frei bewegt und nach Erreichung des auf die Segmente geschaltet. Ihre Bewegungen werden dadurch kontrolliert, daß Impulse bei der Bewegung ausgesandt werden, welche im Sender gezählt und mit der im Sender eingestellten Impulszahl verglichen werden. — Bei Verbindungen von Hand- und automatischen Ämtern wird der Anruf von einem automatischen Amt auf ein Zahlentableau aufgenommen und dann in der üblichen Weise behandelt. — Von einem Handamt zum automatischen Amt werden die Impulse für das Drücken der gewünschten Nummer in einem Zahlenfeld an den Sender gegeben und wie üblich weiterbehandelt. — Zur Ersparung von langen Leitungen zwischen einzelnen Ämtern werden Vermittlungssämler (Tandemämter) zwischengeschaltet, die Impulse weiterleiten und die entsprechenden Querverbindungen ausführen. — Zusätzliche Schaltungselemente und Konstruktionen werden durch Abbildungen illustriert. DROYSSEN.

W. The Valve-maintained Tuningfork as a Precision Time-standard. Roy. Soc. London (A) 103, 240—260, 1923, Nr. 721. [S. 1175.] DROYSSEN.

V. Experimentelle Untersuchungen an Hochfrequenzverstärker-Apparaten. Arch. f. Elektrot. 12, 124—143, 1923, Nr. 2. Der hauptsächlichste Mangel an Hochfrequenzverstärker ist ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge. Zur näheren Erforschung dieses Einflusses mißt der Verf. die Spannungsverstärkung an einigen Typen mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters, und zwar für einen Wellenbereich von 10 bis 23 000 m. Zwei Eingitterröhren und eine Doppelgitterröhre mit möglichst kleinen Durchgriffen und inneren Widerständen wurden untersucht. Nach einer genau Beschreibung des Röhrenvoltmeters und der Einrichtung zur Bestimmung des Verstärkungsgrades wird zuerst der Fall behandelt, daß im Anodenkreis ein reiner Ohmscher Widerstand liegt. Eine Reihe von Kurven zeigt die Abhängigkeit der Verstärkung von der Wellenlänge bei verschiedenen Widerständen. Die

Kurven nähern sich dem theoretischen Höchstwert $1/D$ (D = Durchgriff), wenn der äußere Widerstand groß ist gegen den inneren Widerstand der Röhre. Es folgt die Untersuchung des Falles, daß im Anodenkreis Drosselspulen liegen. Die entsprechenden Kurven zeigen Maxima, die mit den Eigenwellen der Drosseln zusammenhängen. Zusätzliche Kapazitäten und der Röhrenwiderstand spielen aber auch hier eine Rolle. Bemerkenswert ist, daß die Doppelgitterröhre (mit geringem inneren Widerstand) von 1000 bis 23000 m Wellenlänge fast den theoretischen Höchstwert der Verstärkung zeigt. Die rechnerische Behandlung ist in beiden Fällen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Einige Messungen an Kaskaden mit zwei und drei Röhren bilden den Schluß. Als neues Moment tritt hier ein wirkender Einfluß des Anodenwiderstandes der zweiten Röhre auf die Verstärkung der ersten auf.

A. W. Marke. Om Elektronrør og deres Anvendelser. Fysisk Tidsskrift 1922, 174—196, 1922, Nr. 5/6. Ein zusammenfassendes, populäres Referat über die Theorie und Verwendung der Elektronenröhren.

L. C. Pocock. Distortion in Thermionic Tube Circuits. Electrician 1921, 247, Nr. 2232.

B. Schäfer. Mechanische Gleichrichter. Elektrot. ZS. 44, 561—563, Nr. 24. Der Aufsatz enthält eine Zusammenstellung teilweise bekannter Schaltungen für mechanische Gleichrichter mit schwingendem oder rotierendem Kontakt, die eine Leistungssteigerung über das bisher bekannte Maß hinaus ermöglichen. Belastung kommen in der Hauptsache nur induktionsfreie Stromverbraucher in Betracht, indessen bietet innerhalb dieses Gebietes der mechanische Gleichrichter bemerkenswerte Vorteile.

G. Ribaud. Théorie du four à induction à haute fréquence. Journ. de la Société de la Radium (6) 4, 214 S.—216 S, 1923, Nr. 4. Verf. untersucht, in welcher Weise die Heizung eines Zylinders vom Durchmesser d , Höhe h und dem spezifischen Widerstand ϱ durch eine ihm umgebende Spule gleicher Höhe von n Windungen, mit einem Wechselstrom von der Kreisfrequenz ω gespeist wird, von dem spezifischen Widerstand ϱ des Zylinders und von der Art des Wechselstroms abhängt. Bei einem Wechselstrom von etwa 50000 Perioden erfährt ein Zylinder aus einer Energieaufnahme $= n^2 J_{\text{eff}}^2 \frac{\pi \cdot d}{h} \sqrt{2 \pi \varrho \omega}$ (also proportional dem Quadrat der

tiven Amperewindungen, proportional dem von dem Zylinder eingenommenen Querschnitt und proportional der Quadratwurzel aus seinem spezifischen Widerstand und der Quadratwurzel aus der Kreisfrequenz). Bei schlecht leitenden Körpern steigt die eingesogene Energie mit wachsendem spezifischen Widerstand zu einem Maximum bei um so höheren Widerstandswerten, je größer die Frequenz und der Zyldinderdurchmesser sind. Wird der zu heizende Metallzylinder vom Widerstand r in die Schwingungsspule eines Funkenkreises eingeführt, so bewirkt dies eine Verminderung der Selbstinduktion des Entladungskreises und Vermehrung seines Widerstandes um einen Betrag $k' = n^2 r$, während die Zunahme der Dämpfung bei allen Widerständen klein bleibt. Als Nutzeffekt (Verhältnis zwischen der von dem Zylinder aufgenommenen Energie zu der im Entladungskreis absorbierten) ergibt sich $\frac{k'}{k + k'}$, so daß von einer Verringerung des Widerstandes im Entladungskreis, insbesondere des Primärwiderstandes anzustreben ist.

S.

J.

S.

S.

C. M.

Nishikawa. Über die Absorption der β - und γ -Strahlung des Radiums in Knochensubstanz. Strahlentherapie 15, 545—549, 1923, Heft 4. Knochensubstanz, aus einer menschlichen Schädeldecke stammend, absorbiert schon in dicker Schicht die β -Strahlung des Radiums praktisch vollständig. Die β -Durchdringung beträgt 0,45 und 0,55 mm, während die Halbwertschicht für die γ -Strahlung 53 mm ist. GLOCKER.

Mulhof. Über eine Lumineszenzerscheinung am Durchleuchtungsgitter. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 30, 86—87, 1923, Heft 1. Verf. beobachtet, daß nach Beendigung der Röntgenbestrahlung durch Streichen mit der Hand die Lumineszenz der Finger auch außerhalb des nachleuchtenden Gebietes sichtbar gemacht werden kann. In ähnlicher Weise wirkt Reiben mit Leder, Seide und Wolle. Erklärt die Erscheinung als Elektrolumineszenz und vermutet einen Übergang zwischen elektrostatischer Entladungen zwischen dem Fluoreszenzschirm und der abdeckenden Bleitüte. GLOCKER.

Rnhardt. Die Coolidge-Hochleistungsrohre. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 30, 88—89, 1923, Heft 1. Beschreibung einer wassergekühlten Coolidge-Röhre mit ringförmigem Brennfleck für medizinische Kurzzeitaufnahme bei 100 mA Strahlung. GLOCKER.

Nia. Über die Stereoskopie. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 30, 38—44, Heft 1. Theoretische Grundlagen der Röntgenstereoskopie unter besonderer Berücksichtigung des Hasselwanderschen Apparates. GLOCKER.

6. Optik aller Wellenlängen.

Jaffé. Grundriß einer Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes. Phys. (4) 68, 583—632, 1922, Nr. 15/16.

Jaffé. Zur Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes. Phys. ZS. 23, 18, 1922, Nr. 22/23.

Jaffé. Grundriß einer Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes. Ann. d. Phys. (4) 70, 457—479, 1923, Nr. 6. Die drei Abhandlungen behandeln zusammen die folgende, dem Grundproblem der Wärmeleitungstheorie analoge Aufgabe: Ein materielles Medium M ist von einer Reihe von schwarzen Flächen begrenzt; seine Temperatur auf diesen — und damit die Einstrahlung in das Feld — ist als Funktion des Orts gegeben; es wird nach dem Strahlungszustand in M gefragt. Bei veränderlichen Zuständen muß noch ein Anfangszustand vorgeschrieben sein. Das Medium M ist in strahlungstheoretischer Hinsicht durch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit g_ν und den Absorptionskoeffizienten α_ν der Wärmestrahlen gekennzeichnet. Die entwickelte Theorie ist als phänomenologisch anzusprechen, insofern sie von den elementaren Gesetzen der Strahlung Gebrauch macht und die Möglichkeit der Größen g_ν , α_ν , sowie der Einstrahlung der schwarzen Flächen, von Temperatur und Schwingungszahl als bekannt angesehen wird. — Die Lösung des Problems (durch sukzessive Approximation) gelingt durch Verallgemeinerung von Methoden, die auf Eddington und auf Hilbert zurückgehen, und die sich ergänzen, als sie zu bequem erreichbaren Resultaten führen, je nachdem das Verhältnis des Absorptionskoeffizienten in die mittleren linearen Abmessungen des

Feldes große oder kleine Zahlen ergibt. Die Grundlage der Theorie bilden partielle Differentialgleichungen, die als „Kontinuitätsgleichung“ und als „Bewegungsgleichung“ der Strahlung bezeichnet werden, und bei deren Aufstellung auf bekannten Strahlungsgrößen eine vektorielle Zustandsgröße Verwendung findet ein genaues Analogon des Wärmestromes in der Theorie der Wärmeleitung und „Strahlungsstrom“ genannt wird. Aus den beiden Grundgleichungen folgt fundamentale Relation, die in Verallgemeinerung eines bekannten Satzes auf anisotrope Strahlung besagt, daß der Emissionskoeffizient proportional dem Produkt aus Absorptionskoeffizient und Strahlungsdichte ist. [In allgemeiner Form: 3. Formel mit Hilfe dieser Relation gelangt man auch von den beiden Grundgleichungen der Hilbertschen Integralgleichung bzw. zu ihrer Verallgemeinerung für nichtstationäre Fälle [(3) §§ 5, 6]. — Die Annahmen über die Natur des Mediums sind in den einzelnen Arbeiten verschieden, und die Ergebnisse gelten — jeweils unter besonderen Voraussetzungen — für die Gesamtstrahlung oder für Strahlung von jeder Schwingungsrichtung. In der ersten Arbeit wird das Medium als homogen und isotrop behandelt. Aufstellung der Grundgleichungen in § 1 werden zunächst in § 2 stationäre und in den §§ 3 und 5 (letzterer schon zur dritten Arbeit gehörig) nichtstationäre Zustände behandelt. Dabei ist jedesmal, wie schon erwähnt, der Fall starker Absorption vom Fall schwacher Absorption methodisch zu trennen. Besonders einfach liegt der Fall bei Verhältnissen im Grenzfall sehr starker Absorption, indem der Strahlungsstrom proportional dem Gefälle der Strahlungsdichte wird. Es besteht also völlige Analogie mit der Wärmeleitung, nur tritt — wenn die Gesamtstrahlung betrachtet wird — die vierte Potenz der absoluten Temperatur an Stelle der ersten. Bei schwacher Absorption wird die Lösung des Problems auf eine Reihe von sukzessiven Quadraturen zurückgeführt. Als Beispiel, sowohl bei starker wie bei schwacher Absorption, ist das Strahlungsfeld zwischen zwei parallelen, verschieden temperierten Ebenen zu handeln. Der § 4 enthält die Mitberücksichtigung der Wärmeleitung, allerdings nur für den Fall starker Absorption. — An dieser Stelle möge ein unbeträchtlicher Fehler in den Berichtigungen gefunden: In den Formeln (12), (38), (41), (94) und (98) der dritten Arbeit muß es n^3 statt n^2 heißen. — Dieselben Methoden und Ergebnisse werden nun in der zweiten Arbeit und § 6 der dritten auf Strahlungsfelder ausgedehnt, wobei in diesen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und der Absorptionskoeffizienten der Funktionen des Ortes, und demgemäß die Strahlen im allgemeinen krummlinigen Verlauf ermittelt werden. Man gelangt so zu Formeln, die die früher entwickelten als spezielle Fälle enthalten und die wiederum — bei stationären wie auch nichtstationären Zuständen — die Lösung des Problems durch sukzessive Approximation gestatten.

F. K. Lindman. Om resultaten av nägra försök rörande Hertz'ska elektromagnetiska Fysisk Tidsskrift 20, 116—117, 1922, Nr. 4. Referat eines Vortrages über Versuche, die der Verf. gemacht hat, um die Analogie zwischen dem Licht und den elektromagnetischen Wellen nachzuweisen. Die Polarisationsebene derselben wird beim Durchgang durch ein isotropes System von spiralgestalteten Resonatoren gedreht. Eine von Drude entwickelte und von Natanson weitergeföhrte Theorie des „natürlichen aktiven“ isotropen Stoffes wird dadurch experimentell bestätigt. Mit Hilfe des „Moleküllmodells“, wie ein irreguläres Tetraeder mit Resonatoren in den Ecken veranschaulicht ist, wird gezeigt, daß ein solcher Körper eine ähnliche Drehung der Polarisationsebene erreicht, wie die optisch aktiven Stoffe geben. Er hat Versuche gestellt, die eine elektromagnetische Analogie mit den Versuchen von Bragg und von Svedberg zeigen. Die Interferenz der Röntgenstrahlen in Kristallen und den Versuchen von Bragg und von Svedberg über sekundäre Röntgenstrahlen zeigen.

J. Lodge. Gravitation and Light-Pressure in Spiral Nebulae. Nature 111, 702, 1923, Nr. 2795. Der Verf. weist darauf hin, daß außer dem Lichtdruck eine Klärung der an Spiralnebeln beobachteten Erscheinungen auch der Photoeffekt eine Folgen herangezogen werden können, und erörtert einige Beobachtungssätze unter diesem Gesichtspunkte. E. KRETSCHMANN.

Lindemann. Gravitation and Light-pressure in Nebulae. Nature 111, 723, Nr. 2798. Auf die oben wiedergegebene Bemerkung von Lodge erwidert der Verf., daß der Wirkungsgrad des Photoeffekts bei den besten photoelektrischen Instrumenten nur 2 Proz. erreicht, dagegen der Reflexionskoefizient der Massen, aus denen die Spiralnebel bestehen, mindestens 20 Proz. und sehr wahrscheinlich 50 Proz. betrage. Er müsse gewöhnliche Reflexion mindestens 10mal und wahrscheinlich einige hundertmal so stark wirken wie der Photoeffekt. E. KRETSCHMANN.

Jeans. Gravitation and Light-pressure in Nebulae. Nature 111, 806, Nr. 2798. [S. 1167.] E. KRETSCHMANN.

Sauussure. Influence de la déviation de rayons lumineux sur la forme du diamètre du soleil. Astron. Nachr. 219, 57—60, 1923, Nr. 3. Wenn die Lichtstrahlen am Rande der Sonne zu uns gelangenden Lichtstrahlen ebenso abgelenkt werden, wie von einem Stern aus am Sonnenrande vorbeigehenden Strahlen, also um die Hälfte der Gesamtlenkung dieser, so muß dadurch der Sonnendurchmesser etwas vergrößert erscheinen. Aus den Beobachtungen bei der Sonnenfinsternis vom Mai 1919 hat der Verf. diese Vergrößerung im Winkelmaß zu $1,7''$ und den „wahren“ Durchmesser zu $31'57,39''$ statt des von Auwers (Astron. Nachr. Nr. 3068) angegebenen Wertes $31'59,26''$. E. KRETSCHMANN.

Anderson. Eine neue Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums. Astron. Nachr. 218, 251—254, 1923, Nr. 5224. Der Verf. vermutet, „daß die Sonnenatmosphäre ihr kontinuierliches Spektrum wenigstens teilweise einem Elektronengas zugeschrieben habe“, und berechnet die Lichtablenkung durch eine „Elektronengaskorona“ hydrodynamisch nach Formeln, für die R. Emden: Sitzungsher. d. math.-phys. Kl. Bayer. Akad. d. Wiss. 1920, Heft 2, S. 393 f. angezogen wird. Unter gewissen Voraussetzungen wird die gefundene Ablenkung annähernd der reziproken Entfernung des Lichtstrahls von der Sonnenmitte proportional und gleich der aus der Einsteinschen Theorie der Schwerkraft folgenden Lichtablenkung. E. KRETSCHMANN.

Stein. Bemerkung zu der Notiz von W. Anderson: „Eine neue Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums“. Astron. Nachr. 219, 19, 1923, Nr. 534. Die Lichtablenkung in der Nähe der Sonne könnte nicht durch ein Elektronengas, wie Anderson, Astron. Nachr. Nr. 5224 (s. den vorhergeh. Ber.), meine Theorie widerlegen, da ein solches Gas, von allem anderen abgesehen, eine Ablenkung im weiteren Sinne ergebe. E. KRETSCHMANN.

Unitzky. Les systèmes binaires stellaires considérés comme matériel pour la résolution de la question relative à la constance de la vitesse de propagation de lumière. Astron. Nachr. 218, 201—205, 1923, Nr. 521. W. de Sitter (Phys. ZS. 14, 429) hatte aus den Beobachtungen an Doppelsternen geschlossen, daß sich die Radialgeschwindigkeit der Sterne der Geschwindigkeit der ihnen zugesandten Lichtes nicht überlagern könne (Hypothese von W. Ritz). Der Verf. untersucht nach einem statistischen Verfahren die Frage, ob sich nicht doch ein Einfluß der Radialgeschwindigkeit der Sterne auf die Licht-

geschwindigkeit (an den Ergebnissen der Bahnberechnungen) bemerkbar macht bestimmtes Ergebnis wird noch nicht erzielt. In Frage kommt nach dem V einer Radialgeschwindigkeit von 50 km/sec eine Änderung der Lichtgeschwindigkeit um 0,4 km/sec.

E. KRETS

P. A. Schultz. Über die Größe des Dopplereffekts. ZS. f. Phys. 15, 12 1923, Nr. 2/3. [S. 1162.]

T. J. Baker. A Permanent Image on Clear Glass. Nature 111, 749 Nr. 2796. Im Anschluß an die Beobachtungen von E. Robinson wird mitgeteilt, daß Hauchfiguren auf Glas auch entstehen, wenn die Spitze einer kleinen Flamme die Oberfläche geführt worden war. Die Veränderung der Oberfläche ist teilweise einer Beeinflussung der Oberflächenhaut zu suchen, teilweise physikalischer

H. R. S

James P. C. Southall. Mirrors, Prisms and Lenses. A Text-book of geometrical optics. 2. Aufl. XIX und 657 S. New York, The Macmillan Company, 1923. 1. Spiegel und Schatten; 2. Reflexion des Lichts. Ebene Spiegel; 3. Brechung des Lichts; 4. Brechung an einer ebenen Fläche und in einer planparallelen Platte; 5. Brechung durch ein Prisma; 6. Spiegelung und Brechung paraxialer Strahlen an einer sphärischen Fläche; 7. Brechung paraxialer Strahlen durch unendlich dünne Linsen; 8. Änderung der Krümmung einer Wellenfläche bei der Spiegelung und Brechung. Dioptrische Systeme; 9. Astigmatische Linsen; 10. Geometrische Theorie der symmetrischen optischen Instrumente; 11. Zusammengesetzte Systeme. Dicke Linsen und Kombinationen aus Linsen und Spiegeln; 12. Öffnung und Feld eines optischen Systems; 13. Optisches System des Auges. Vergrößerung optischer Instrumente; 14. Dispersion und Achromatismus; 15. Strahlen endlicher Neigung. Sphärische Aberration. Astigmatismus und Bündel usw.; 16. Anhang.

S

H. G. Smith. Über die Prismenmethode zur Bestimmung der Brechungsindizes von Metalldämpfen. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [3], 140, 1922. Verf. beschreibt zwei Methoden zur Bestimmung der Brechungsindizes von Metalldämpfen. Bei der ersten, in der er die Lichtbrechung eines mit dem Metalldampf gefüllten Hohlprismas mißt, sind die Versuchsfehler von der Größenordnung der Effekte. Die zweite benutzt eine einfache Interferenzanordnung, in deren Strahlengang sich ein evakuiertes Quarzrohr befindet, in dem das Metall verdampft wird.

*R

H. Schulz und H. Hanemann. Oberflächenschichten bei Metallreflektoren. ZS. f. Phys. 16, 200—202, 1923, Nr. 3. Nach Hinweis auf die früheren Drude'schen Messungen des Einflusses der Oberflächenschichten wird erörtert, daß durch die Struktur der Metalle ähnliche Veränderungen des Polarisationszustandes des reflektierten Lichtes hervorgerufen werden können. Strenge Trennung des makroskopischen und mikroskopischen Beobachtungsverfahrens wird gefordert, da sonst „Verteilungstropie“ und Oberflächenwirkung nicht einwandfrei unterschieden werden können.

H. R. S

F. Twyman and F. Simeon. On the refractive index changes in optical glass occasioned by chilling and tempering. Soc. Glass Techn., May 16, 1923, 830, 1923, Nr. 2798. Durch Abschrecken von schwerem Barytkronen- und Borosilikatkronen wird der Brechungsindex um 0,004 bzw. 0,0013 erniedrigt. Die Wiederherstellung kann durch nachträgliche Erhitzung aufgehoben werden. Inhomogenitäten infolge Oberflächenwirkung beim Abschrecken erfordern längere nachträgliche Wärmebehandlung.

H. R. S

Tilley. Beziehungen zwischen Dichte, Brechungsvermögen und
scher Zusammensetzung einiger natürlicher Gläser. Mineral Maga-
, 275—294, 1922. [S. 1184.] *SPANGENBERG.

Marvin. The Optical Dispersion and the Crystal Structure of Rock
and Sylvite. Phys. Rev. (2) 17, 412—413, 1921, Nr. 3. In der Larmorschen

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + a} = \frac{K - 1}{K + a} + \frac{c_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{c_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots$$

Steinsalz und Sylvit $a = 6$ zu setzen, während für Steinsalz $K = 5,92$;
 $1,113 \mu$; $0,154 \mu$; $51,7 \mu$, für Sylvit $K = 4,85$; $\lambda_1 = 0,118 \mu$; $\lambda_2 = 0,159 \mu$;
 $1,6 \mu$ sich ergibt. Die Ableitung der Formel aus der Elektronentheorie ist
; doch ist die Larmorsche Annahme gleichförmig verteilter Oszillatoren bei
struktur nicht möglich.

H. R. SCHULZ.

Page. Dispersion of light by an electron gas. Phys. Rev. (2) 21, 476,
r. 4. Aus der Übereinstimmung der Phasen für das blaue und gelbe Licht
der Sterne hat Shapley für die mögliche Geschwindigkeitsdifferenz zwischen
und blauem Licht im Weltenraum einen Wert von 1 m/sec abgeleitet. Die
magnetische Lichttheorie führt für Elektronen oder Protonen in der Raum-
zu dem Werte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$q = c(1 + n e^3 \lambda^3 / 8 \pi^2 m c^3).$$

ist die obere Grenze für die Zahl der Elektronen im Weltenraum 10^{12} pro ccm,
Protonen 10^{15} pro ccm.

H. R. SCHULZ.

Michelson. Interference fringes in the rectangular interferometer.
Phys. (2) 21, 215, 1923, Nr. 2. Übersetzung der Notiz: Das Interferometer besteht
aus planparallelen Platten und zwei Planspiegeln, die sich an den Ecken eines
Rechtecks befinden und alle sehr sorgfältig parallel gestellt sind, unter 45° gegen das
Rechteckseiten verlaufende Lichtbündel, das von einer hellen, annähernd monochro-
atischen Lichtquelle (Cooper-Hewittlampe) herröhrt. Die Streifen werden durch
Fernrohr beobachtet. Diese Anordnung ist äquivalent einer Luftplatte von der
die Licht unter einem Winkel von etwa 45° auffällt. — φ ist die Neigung
Flächen der Luftplatte; ψ der Schnittwinkel; t die Plattendicke für $i = 0^\circ$
 $= 0^\circ$; $45^\circ + i$ und Θ die Horizontal- bzw. Vertikalprojektion des Einfallswinkels;
Abstand von der Fläche, in der für $t = 0$ Streifen erscheinen; x_1, y_1 Koordinaten
parallel zu der Fläche) in der „Brenn“ebene. Ist ferner $p = \sqrt{2} P \varphi \sin \psi - t$;
 $\lambda \cos \psi$; $r = x_1 \sin \psi + y_1 \cos \psi$; Δ der Gangunterschied, so gilt für die Lage
Interferenzstreifen unter Vernachlässigung von kleinen Gliedern zweiter Ordnung:
 $\Theta = \sqrt{2} \Delta - r$. Die Isochromaten sind gerade Linien und unter einem Winkel
dessen Tangente $\tan \gamma = \frac{p}{q}$ ist. Sind α und β der horizontale und vertikale
Winkel des ins Fernrohr tretenden Strahlenkegels, so ist die Sichtbarkeit der
durch $V = \left(\frac{\sin k p \alpha}{k p \alpha} \right) \left(\frac{\sin k q \beta}{k q \beta} \right)$ gegeben, wo $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ist. Folglich ist V
wenn $p \alpha$ und $q \beta$ klein sind, d. h. (bei gegebenen Öffnungswinkeln) wenn
 $\alpha = 0$ und $\sqrt{2} P \varphi \sin \psi = t$ ist. Daher sind die Streifen nur deutlich, wenn
 Θ und der Abstand $P = \frac{t}{\sqrt{2} \varphi}$ ist. Ist ψ nicht 90° , so sind die Streifen im

Falle eines kleinen Öffnungswinkels immer noch gut sichtbar. Die Neigung ist $\tan \gamma = \frac{p}{q}$, und β ist gegeben durch $\frac{2\lambda}{\beta} = [(\sqrt{2}P\varphi \sin \psi - t)^2 + (P\varphi \cos \psi)^2]^{1/2}$.
Buc

Henry Norris Russell. Interferometry. The Optical Measurement of a Light Angle. Some Astronomical Applications of the Michelson Interferometer. Optician 65, 8—10, 1923, Nr. 1665. Beschreibung des Michelsonschen Verfahrens zur Bestimmung von Sterndurchmessern mittels Interferenzen. H. R. H.

S. Arrhenius. Om stjärnornas utvecklingsgång. Fysisk Tidsskrift 20, 1, 1922, Nr. 4. Die Energie, welche die Sonne zur Erhaltung ihrer Strahlung emittiert, sollte nach den früheren Annahmen von Meteorbombardements, Zusammenziehungen von Sonnenkörpern oder radioaktiven Verwandlungen herstammen. Alle diese Erklärungsversuche führen aber zu Schwierigkeiten und werden deshalb vom Verf. gewiesen. Dagegen wird nachgewiesen, daß der Strahlungsverlust durch Aufnahme von abgespalteten Elektronen ersetzt werden kann. Bei Aufnahme von K -Serien-Elektronen der schweren Metalle wird in dieser Weise $2 \cdot 10^9$ g cal/sek gewonnen. Energiemengen dieser Größenordnung mögen die Strahlung in $2 \cdot 10^9$ Jahren ersetzen. Weiter wird Energie durch Bildung der Atomkerne Wasserstoffkernen gewonnen, weil die Energie, die 0,8 Proz. des Wasserstoffgehalts entspricht, bei der Bildung der ganzzahligen Atome freigesetzt wird. Diese Energie mag $9 \cdot 10^{10}$ Jahre dauern. Die Theorie stimmt mit dem Entwicklungsgang der Sterne, weil diese in der Reihenfolge Wasserstoff-, Helium- und Metalle enthalten. J.

E. Hulthén. Über das Bandenspektrum des Kohlenoxyds. Ann. d. Phys. 71, 41—49, 1923, Nr. 9/12. Der Verf. teilt die Wellenlängen der von ihm ausgemessenen CO-Banden 5610, 5198, 4835, 4393 Å mit und zeigt, daß jede dieser Teilbandsysteme drei Zweige zerfällt, die als P -, Q -, R -Zweig bezeichnet werden. Innerhalb jedes Zweiges ist die Kombinationsbeziehung erfüllt: $R(m) - Q(m) = Q(m+1) - P(m)$. Die Zahlenwerte dieser Differenzen sind streng linear mit m und für die Banden 5610, 5198, 4835 identisch. Daraus wird zunächst geschlossen, daß diese Banden gleichen Anfangszustand des Moleküls stammen. Da dieser Schluß noch von der Wahl der Numerierung abhängt (Entscheidung ob Anfangs- oder Endterm ist), so wird er unterstützt durch die Betrachtung der Wellenzahlen der Kanten (ν). Für die das Gesetz gilt: $\nu = 20\,682,4 - 1457,35 n_2 + 14,85 n_2^2$. Für die Berechnung der Rotationsenergie wird angenommen, daß

$$P(m) = F(n_1, m-1) - f(n_2, m),$$

$$Q(m) = F(n_1, m) - f(n_2, m),$$

$$R(m) = F(n_1, m+1) - f(n_2, m).$$

Dies ist mit den empirisch festgestellten Kombinationsregeln im Einklang: $Q(m+1) - P(m+1) = R(m) - Q(m) = F(m+1) - F(m) = 2Bm$. Die Kombinationsbeziehung wird genügt durch $F(m) = B(m - \frac{1}{2})^{\frac{1}{2}} - \frac{B}{2}$. Aus dem Ansatz für

folgt dann weiter $R(m-1) - Q(m) = f(n_2, m) - f(n_2, m-1)$. Diese Differenzen sind nicht mit m streng linear und sind für 4835 und 4394 gleich, so daß die beiden Teilbanden gleiche Endzustände zugeschrieben werden müssen. Die Frequenzen stellen sich nun dar durch $\nu = \nu_0 + B(m' - \frac{1}{2})^2 - b(m - \frac{1}{2})^2$, wo aber im

erstellung nur provisorisch ist. In einer Tabelle werden die Zuordnung der Teile zu den Oszillationsquantenzahlen $n_1 n_2$ und die Werte der Konstanten B, b, ν_0 en.

KRATZER.

Kratzer. Die Feinstruktur einer Klasse von Bandenspektren. Ann. d. Phys. 71, 72—103, 1923, Nr. 9/12. Für eine Klasse von Bandenspektren zweier Moleküle ist es zulässig, ein Molekülmodell zu benutzen, bei dem das Impulszentrum der Elektronen senkrecht zur Kernverbindungsleitung ist und mit der Richtung des gesamten Impulsmomentes zusammenfällt. Für dieses Modell wird nach den Regeln der Störungsquantelung die Energie als Funktion der Quantenzahlen der Oszillation und Rotation berechnet. Die Energie stellt sich dabei dar durch

$$W = W_e + W_0^n \pm 2\delta h(m \mp \varepsilon) + (m \mp \varepsilon)^2 B^2 h - (m \mp \varepsilon)^4 \beta h + \dots,$$

die Energie der Elektronenkonfiguration, W_0^n die früher berechnete Energie der Schwingung ist. Die zwei letzten Glieder wurden vom Verf. ebenfalls schon früher (Phys. 3, 289, 1920) abgeleitet, jedoch ohne Berücksichtigung der Elektronenbewegung als Potenzentwicklung nach m^2 statt wie jetzt nach $(m \mp \varepsilon)^2$; hierbei ist ε der physikalische Mittelwert des Elektronenimpulsmomentes ($h/2\pi$ als Einheit gerechnet), ein negativer Zeichen ist dabei zu nehmen, wenn das Elektronenimpulsmoment und das gesamte Impuls m gleichen Umlaufssinn, das positive, wenn beide Impulse verschiedenen Umlaufssinn haben; die Stabilität der letzteren Bewegung wird nicht diskutiert. Das Glied mit δ ist auf die Deformation der Elektronenkonfiguration durch die Gravitationskräfte bei der Rotation zurückzuführen. Aus dem Bohrschen Korrespondenzprinzip wird abgeleitet, daß bei einer homöopolaren Molekel im allgemeinen die Quantenzahl m sich um $\pm 1,0$ ändern kann. In speziellen Fällen ist einer dieser Übergänge verboten. Mit dem abgeleiteten Energieausdruck wird nun die Feinstruktur der Banden gedeutet durch die Annahme, daß $\varepsilon = 1/2$ und δ sehr klein ist ($\delta \approx \pm 1$). Bei dieser Deutung erklärt sich das Ausfallen nur einer Linie in der Bande in der Mitte ohne weitere Zusatzannahme aus dem Fehlen des Quantenzustandes $m=0$. Es ergibt sich die Lage und Art der Störungen aus der Annahme, daß es sich um Termstörungen handelt, die man nach Born und Pauli als mechanische Resonanzeffekte infolge von Kommensurabilitäten in den Frequenzen auffassen kann. Das Gesetz der Dubletteaufspaltung (in erster Näherung linearer Gang mit m) ist durch die Formel gegeben. Nach der Auffassung des Verf. sind die Dubletts der Bande, die durch $(m+1-\varepsilon)$ und $(m+\varepsilon)$ entstehen, „falsche“ Dubletts, da ihre Komponenten durch gleiche Rotationsgeschwindigkeit der Molekel ausgetauscht sind, so besteht doch zwischen ihnen eine physikalische Beziehung, und so ist verständlich, daß sie im Magnetfeld ein charakteristisches Verhalten zeigen. Da die Banden von Zn, Cd, Hg durch zunächst daran erinnert, daß zwei Kombinationsregeln bestehen, denen man durch den Ansatz

$$P_1(m) = \nu' + F_1(m-1) - f_1(m), \quad R_1(m) = \nu' + F_1(m+1) - f_1(m),$$

$$P_2(m) = \nu' + F_2(m-1) - f_2(m), \quad R_2(m) = \nu' + F_2(m+1) - f_2(m),$$

$$\varrho_1(m) = \nu' + F_1(m) - f_2(m), \quad Q_2(m) = \nu' + F_2(m) - f_1(m)$$

Es wird nun gezeigt, daß die Terme F_1, F_2, f_1, f_2 von der oben angegebenen Form und daß insbesondere F_1 und F_2 sowie f_1 und f_2 sich nur durch die Vorzeichen von δ und ε unterscheiden. Stellt man bei den Hg-Banden aus den gemessenen Zahlenwerten die Größe $F_1(m) - F_2(m-1)$ her, so ergibt sich eine Zahlenreihe, die man durch eine Formel $4\delta(m-1/2)$ darstellen läßt. Aus der theoretischen Formel schließt man dann, daß das Glied vierten Ordnung $(m \mp \varepsilon)^4 \beta$ nur dann physikalische Bedeutung hat.

wegfallen kann, wenn $\varepsilon = \frac{1}{2}$ ist. Durch ähnliche Überlegungen werden f anderen Terme die Werte von ε abgeleitet und durch geeignete Kombination Linien die Terme isoliert und berechnet. Es zeigt sich, daß es gelingt, alle der Annahme entsprechend darzustellen. Als Werte für ε ergeben sich die rationalen Zahlen 0, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, denen eine analoge Bedeutung wie den Rungeschsen Nennern des Zeeman-Effekts zuzukommen scheint. Speziell ergibt sich für die untersuchten Banden, daß bei Hg 4017 und 4218 gleichen Anfangszustand, 4017 und 3728 gleichen Endzustand haben. Bei Zn haben 4326 und 4270 zahlenmäßig gleichen Endtermus. Ist die Identität des Endzustandes hier nicht wahrscheinlich. Die Cd-Banden 4280 und 4310 haben wahrscheinlich gleichen Endzustand. In einer Tabelle werden Konstanten der Terme zusammengestellt, die sechs Zweige jeder Teilbande durch eine Formel mit neun Konstanten dargestellt. Aus der Größe der Trägheitsmomente wird vermutet, daß die Träger der Spektren die Hydride der betreffenden Elemente sind. KR

R. Mecke. Das Bandenspektrum des Jod. Ann. d. Phys. (4) 71, 104—134 Nr. 9/12. Der Verf. hat das gesamte Absorptionsspektrum des Joddampfes zwischen 5000 und 7100 Å aufgenommen und teilweise ausgemessen. Die Aufnahme erfolgte mit einem 1 m-Gitter und einem 6,4 m-Konkavgitter in der Bonner Aufstellung. Auflösung in erster Ordnung: 1 mm = 2 Å-E.; Lichtquelle kleine Zeisslampe; Normalen; der Joddampf war in evakuierten Glaskugeln; Sandbad, elektrisch für Temperaturen von 70 bis 80° C für Grün, 200° C für Rot. Der Verf. gibt zunächst eine Tabelle der ausgemessenen Kanten (Wellenlängen auf Vakuum reduziert) und zeigt, daß deren Wellenzahlen darstellbar sind durch eine zweiparametrische landresssche Formel:

$$K = 18320,97 - 213,76 n_1 + 0,596 n_1^2 + 0,0021 n_2^2 + \dots \\ - 80,66 n_2 - 1,012 n_2^2 + 0,0033 n_2^3 + \dots$$

n_1 und n_2 sind dabei zunächst so gewählt, daß für $n_1 = n_2 = 0$ die stärkste Kante kommt. Dabei nimmt n_2 auch negative Werte an ($n_2 = -32, -31, \dots; 0, 23, 24; n_1 = 0, 1, \dots, 8, 9$). Wegen des Auftretens der Anti-Stokeschen Linien im Resonanzspektrum und des Intensitätsverlaufs ändert der Verf. später die Parameterierung dahin ab, daß er $n_e = n_1 + 4$, $n_a = 26 - n_2$ setzt und nun eine gewinnt:

$$K = 16462,74 + (126,52 n_a - 0,852 n_a^2 - 0,0033 n_a^3) \\ - (218,43 n_e - 0,571 n_e^2 - 0,0021 n_e^3).$$

Bei vier Teilbanden ($n_1 = 8, n_2 = 21, 22; n_1 = 7, n_2 = 21, 22$) 6877,96, 6781,89, 6837,32 wurden die einzelnen Linien ausgemessen und die Wellenlängen und Wellenzahlen mitgeteilt. Die ausgemessenen Linien lassen sich durch eine Formel $\nu = \nu(n_1 n_2) - b m^2$ darstellen, wo die Zählung an der Kante beginnt. Außerdem sind die Linien erst von $m > 30$ an. Der Verf. schließt aus der Darstellbarkeit der Formel auf einen Nullzweig (Q-Zweig). Aus dem Umstand, daß die Differenz $\nu(n_1 n_2, m) - \nu(n_1 n_2 + 1, m)$ und $\nu(n'_1, n_2, m) - \nu_1(n'_1, n_2 + 1, m)$ als Funktionen aufgetragen ähnliche Kurven liefern, wird auf die relative Richtigkeit der Numerierung geschlossen. Für das Resonanzspektrum wird gezeigt, daß seine Linien sich von der Resonanzlinie im wesentlichen dadurch ableiten lassen, daß man im Kantenwert festhält, also nur n_1 , d. h. die Endquantenzahl variieren läßt.

$$\nu = 18307,5 - 213,67 n_1 + 0,592 n_1^2 + 0,0021 n_1^3 \text{ grüne Hg-Linie,} \\ \nu = 17327,4 - 212,82 n_1 + 0,592 n_1^2 + 0,0021 n_1^3 \text{ gelbe Hg-Linie.}$$

Formeln gelten für die stärksten Linien des Resonanzspektrums, für die anderen sind die Koeffizienten des in n_1 linearen Gliedes etwas abzuändern. Aus einer Theorie von Wood bei großer Dispersion wird dann gezeigt, daß in der Nähe der Resonanzlinie sich im Absorptionsspektrum drei Zweige feststellen lassen, von zwei sehr enge beieinander liegen, die der Verf. als einen Dublettnullzweig annimmt. Zu diesen drei Zweigen gehören die sechs Resonanzwellenlängen 79, 5460,640, 5460,716, 5460,873, 5460,910, 5460,966, die alle von der Hg-Linie 4360 angeregt werden. Für die Resonanzlinie 5460,768 kann eine Zugehörigkeit nicht sicher angegeben werden. Die Deutung von Lenz für das Zustandekommen der Doublets führt nach der Meinung des Verf. zu Schwierigkeiten. Aus der Intensitätsverteilung im Absorptionsspektrum glaubt der Verf. schließen zu dürfen, daß die Modellvorstellung, die die Quantenzahlen n_a und n_e Kernschwingungen zuteilt, falsch ist.

KRATZER.

Forschbaum. Über die Intensitätsverteilung und den Ursprung des Bandenspektrums von Stickstoff. Ann. d. Phys. (4) 71, 289—316, 1923, Nr. 13. In einem Prismenspektrographen werden Teile des Stickstoffbandenspektrums im Gelben und Blauen unter verschiedenen Bedingungen aufgenommen. Als Entladungsgefäß wurden verschiedene Röhren benutzt, die es ermöglichen, Druck, Stromdichte und Spannung weitgehend zu variieren. Die aufgenommenen Banden wurden zum Teil kolorimetrisch, zum Teil durch das Kochsche Verfahren photometriert. Es ergibt sich, daß die Temperaturerhöhung der Intensitätsabfall von der Kante aus abnimmt, bei gleicher Temperatur also die Zahl und Intensität der Linien höherer Laufzahl zunimmt. Die Temperaturerhöhung kann dabei entweder durch unmittelbare Erwärmung der Gasdichte oder Stromdichte erzeugt werden. Bei Anregung durch Röntgenstrahlen (positive Säule) ist der Intensitätsabfall kleiner als bei Anregung durch Elektronenstrahlen (negatives Glimmlicht). Auch das gegenseitige Intensitätsverhältnis der Teilbanden wird durch die Temperatur verändert. Aus dem Umstande, daß gleiche Temperatur und Kanalstrahlanregung die gleiche Wirkung erzielen, wird mit Sicherheit geschlossen, daß die höheren Linien einer Bande und die höheren Kanten einer Gruppe auf Schwingungen der Atome im Molekülverband zurückzuführen sind.

KRATZER.

Frat. La bande 3872 du spectre de Swan, sa modification par le champ magnétique. Ann. de phys. (9) 19, 81—92, 1923, Jan./Febr. In früheren Untersuchungen hatte der Verf. das Gesetz aufgestellt, daß das Magnetfeld bei einer Bande eine Vereinfachung der Feinstruktur hervorruft und daß insbesondere ein Dublett von der Aufspaltung n (in Wellenzahlen) sich zusammenzieht. Dem Gesetz, daß die Empfindlichkeit $\frac{ndn}{H^2}$ (dn Verkleinerung des Dublettdurchmessers, H Magnetfeldstärke) konstant ist. Außerdem war wichtig das Fehlen einer Polarisierung. Bei anderen Banden war der Effekt davon verschieden. In neuerer Zeit wurden diese Untersuchungen nachgeprüft und teilweise ergänzt, besonders durch Deslandres bei der Cyanbande 3883 und durch Deslandres und seine Schule, die darüber auch die Bande 3872 des Swanspektrums untersuchten. Der Verf. gibt einen Überblick über diese Bande. Er teilt die Wellenzahlen für die in der Kante gelegenen Linien mit, die er nach Deslandres in fünf Zweige zerlegt hat, von denen drei, mit A , B , C bezeichnet, aus Doublets, und zwei (J , E) aus Singulinen aufgebaut scheinen. Diese Bande wird nun im Magnetfeld von 4300, 4360, 17800, 21300, 25750, 34600 Gauß senkrecht zu den Kraftlinien aufgenommen. Die Wellenlänge und das Auftreten einer Polarisierung beobachtet. Als Ergebnis

senkrechte Polarisation s wird dabei wie üblich eine Schwingung des elektrischen Vektors senkrecht zu den Kraftlinien bezeichnet. Zunächst ergibt sich, daß innerhalb eines Zweiges der Zeeman-Effekt, von einer Ausnahme abgesehen, bei allen Linien gleich ist. Für die einzelnen Zweige ist er dagegen verschieden. Zweig A : Die Komponente des Dubletts wird in je zwei senkrecht und parallel polarisierte Teile aufgespalten, deren Abstand mit der Feldstärke wächst. Zugleich verschiebt sich die Intensität, die äußeren Komponenten von den vier Linien gleicher Polarisation werden schwächer und verschwinden. Mit weiterwachsendem Feld rücken die inneren Komponenten immer weiter zusammen und vereinigen sich zu einer Linie, die durch die Verfügung stehende Feld nicht mehr getrennt wird. Dabei ist die magnetische Aufspaltung in der kurzwelligen Komponente die größere. Solange die Intensität der magnetischen Komponenten bei dieser Linie ungefähr gleich ist, ist die Aufspaltung proportional zum Feld annähernd proportional; wenn dann die äußere Komponente schwächer wird, wächst die Aufspaltung langsamer als die Feldstärke. Bei den senkrecht polarisierten Komponenten ist die anfängliche Aufspaltung ungefähr normal, bei der parallelen Schwingung ungefähr zwei Drittel davon. In der langwelligen Komponente ist die magnetische Aufspaltung an der Grenze der Meßbarkeit. Die von Bachem gestellte verbesserte Formel für die Empfindlichkeit bei der Cyanbande wird bestätigt. Für den B -Zweig gilt qualitativ das gleiche, die p -Komponente jedoch weiter aufgespalten, ferner wechselt die magnetische Aufspaltung stetig von Linie zu Linie innerhalb des Zweiges. Da auch die Dublettabstände stärker vom A -Zweig wechseln, scheint zwischen Dublettabstand und magnetischer Aufspaltung ein Zusammenhang zu bestehen. Γ -Zweig: Eine magnetische Aufspaltung ist feststellbar, die Dubletts vereinigen sich mit wachsender Feldstärke. Die Empfindlichkeit in den p -Komponenten ist wesentlich größer. A -Zweig: Die Einfachlinien des Zweiges werden durch das Magnetfeld nicht beeinflußt. Bei 26000 Gauß ist vielmehr eine Verbreiterung gerade noch erkennbar. Eine Ausnahme zeigt die Linie $(25731,0 \text{ cm}^{-1})$. Diese Linie wird in zwei p - und zwei s -Komponenten aufgespalten (p Aufspaltung ungefähr normal, s etwas kleiner). Eine Verschiebung der Mittelpunkte ist nicht eindeutig, auch keine Intensitätsverschiedenheit. Nach ihrem magnetischen Verhalten gehört diese Linie zum E -Zweig, dessen Linien sich alle wie δ_s verhalten, doch dies nicht im Einklang mit der Wellenlänge.

L. Vegard. Bemerkninger angaaende den grønne linje i nordlysspektrum. Fysisk Tidsskrift **20**, 128—129, 1922, Nr. 4. Referat von Untersuchungen des Nordlichtes. Die Wellenlänge der grünen Linie des Nordlichtes wird bestimmt und gefunden, als früher angenommen. Versuche, die Linie experimentell im Laboratorium herzustellen, geben ein negatives Resultat. Bei den Versuchen wird Luft von wahrscheinlicher Art, der Temperatur und dem Verdünnungsgrade der Luft, in welcher das Nordlicht gebildet wird, mit Kathodenstrahlen bombardiert. Ursprung der grünen Linie ist deshalb noch unsaupgeklärt.

K. T. Compton. Remarks on Ionization by Cumulative Action. Phil. Mag. (6) **43**, 531—537, 1922, März, Nr. 255. [S. 1189.]

K. T. Compton. Theory of Ionization by Cumulative Action. Phys. Rev. **19**, 421, 1922, Nr. 4. [S. 1189.]

Gregor Wentzel. Neue numerische Untersuchung der Röntgenspektrometer. ZS. f. Phys. **16**, 46—53, 1923, Nr. 1. Die Gesetzmäßigkeiten in den Dispersionskurven der Röntgenspektren, die vom Verf. in einer früheren Arbeit gemeinsam mit A. Sonnenfeld

iskutiert wurden (vgl. diese Berichte 3, 1039, 1922), werden an neuen Wellenmessungen geprüft und bestätigt. Insbesondere erweisen sich die dort eren charakteristischen Differenzen in den Abschirmungszahlen der Energieniveaus Schale“, d. h. gleicher Quantensumme n , als kleine ganze Vielfache von $n \cdot 0,58$. Einführung geeigneter Abschirmungsglieder in Sommerfelds relativistische Formel lassen sich die Doublettesetze formelmäßig bequem wiedergeben. Für unterschiedliche Verhalten der Abschirmungszahlen im Hauptglied und in den n Gliedern der relativistischen Entwicklung wird eine theoretische Deutung n.

WENTZEL.

théen. Kombinationer inom bandspektra. Fysisk Tidsskrift 20, 135—137, Nr. 4. Auszug aus der Dissertation Lund 1923. J. OLSEN.

seland. Om Intensiteten av karakteristiske Röntgenstraaler. Fysisk Tidsskrift 20, 124—125, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Referat über eine Arbeit rf. in Phil. Mag. 45, 65, 1923. J. OLSEN.

Lindh. Röntgenabsorptionsspektra och kemisk valens. Fysisk Tidsskrift 20, 132—133, 1922, Nr. 4. 71 S. Dissertation Lund 1923. Experimentelle Untersagen über die K-Röntgenabsorptionsspektra der Elemente Chlor, Schwefel und ior. J. OLSEN.

encrants. Om det kontinuerliga Röntgenspektret och dess fotogra- verkningar. Fysisk Tidsskrift 20, 125—126, 1922, Nr. 4. Auf Grundlage der enden spektralen Intensitätskurven der kontinuierlichen Röntgenspektren hat rf. die entsprechenden Intensitäten hinter verschiedenen Filtern, z. B. auch ver- enen Teilen des menschlichen Körpers unter Benutzung der besten vorliegenden tionsbestimmungen berechnet. Weiter hat er durch Schätzung der Silber- rommenge in der photographischen Platte den Teil der Röntgenstrahlung net, die von dieser absorbiert wird. Dauvilliersche Kurven wurden mit den ungen 71, 53 und 31 Kilovolt und verschiedenen Stromformen: Gleichstrom, Strom und Induktorstrom, aufgenommen. Als Resultat werden Kurven und Ta- mitgeteilt, die die totale Strahlungsintensität und die photographisch wirksame tät wiedergegeben. Außerdem hat der Verf. diese Werte für die bei ver- enen Filtern „effektive Wellenlänge“ nebst dem Wirkungsgrade berechnet, d. h. rozentteile der Röntgenenergie, die photographisch ausgenutzt werden kann, ge des Wirkungsmaximums usw. Die Tabelle zeigt einige Resultate.

ung olt	Wirkungsgrad ohne Filter Proz.	Wirkungsgrad hinter 1,6 cm Al Proz.	Watt relativ	Röntgen- effekt E relativ	Photographi- scher Effekt F relativ	$F : E$
4	4—5	1,6	100	100	100	100
5	5 ,	2,6	75	58	74	1,26
;	7,8	6	46	11	19	1,73

J. OLSEN.

tsmark. Om röntgenstrålningen fra de letteste elementer. Fysisk Tidsskrift 20, 122—124, 1922, Nr. 4. Referat über die Veröffentlichung des Verf. in ZS. 23, 252, 1922. J. OLSEN.

Cale. Die Zerstörung der Fluoreszenz verdünnter Lösungen durch violettes Licht. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [3], 257—263, 1922.

Die Fluoreszenz und die Absorptionsbande einer verdünnten Lösung von Asculin schwinden durch die Bestrahlung mit ultraviolettem Licht. Dasselbe Resultat gleichen optischen Eigenschaften lässt sich durch Behandlung mit O₃ erreichen, eine chemische Umwandlung als Ursache der Fluoreszenz wahrscheinlich ist. *R.

John K. Robertson. Die elektrodenlose Entladung in Jod und Wasserstoff. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [3], 151—155, 1922. [S. 1189.] *R.

H. M. Hansen. Om Virkningen af elektriske og magnetiske Felte. Kvægsvælvspektret. Fysisk Tidsskrift 20, 134—135, 1922, Nr. 4. Referat über die Arbeit des Verf. in Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskabs matematisk-Meddelelser 5, Nr. 3. J.

O. M. Corbino. Sull'orientamento dei granuli magnetici nelle sospensioni colloidali per effetto di campi alternati o rotanti. Lincei Rend. (5) 59—64, 1923, Nr. 2. Die von Majorana beobachtete magnetische Doppelbrechung kolloidalen Eisenhydratlösungen ist auf die Orientierung der suspendierten Teilchen im Felde zurückzuführen. Eine Phasenverzögerung der Orientierung der Teilchen gegenüber dem Wechsel des äußeren Feldes wird durch die thermische Bewegung verursacht. In der vorliegenden Arbeit wird die Größe der Phasenverzögerung der magnetischen Polarisation der Flüssigkeit im alternierenden elektrischen Felde bestimmt und die mechanische Wirkung eines Drehfeldes abgeleitet, deren Vorhandensein experimentell bestätigt werden konnte. — Für die quasielastische Kraft F , die durch das äußere Feld hervorgerufen wird, ergibt sich in Abhängigkeit von der Gaskonstante R , der Avogadroschen Zahl N , der absoluten Temperatur T und der auf einen Meter a bezogenen Konzentration c

$$F = -\frac{R T}{N} \frac{d \log c}{d a}.$$

Wird α als der Winkel betrachtet, den die Richtung des Feldes mit der Achse der in den suspendierten Teilchen angenommenen natürlichen magnetischen Momenten bildet, so folgt schließlich, wenn c klein ist und in der Form

$$c = M[1 + a \cos \alpha \cdot \sin(\omega t - \delta)]$$

gesetzt wird,

$$a = \frac{2 A H_0}{r \omega} \cdot \sin \delta,$$

wo A das magnetische Moment des Teilchens, $H = H_0 \cdot \sin \omega t$ die Feldstärke und r der Widerstand des Mediums gegen die Richtwirkung darstellt. Ferner ist

$$\tan \delta = \frac{\omega r N}{2 \cdot R T}.$$

Die Größe der erwähnten mechanischen Wirkung, bezogen auf die Einheit des lumens, in dem sich n Teilchen befinden mögen, ist

$$D = \frac{n \cdot H_0^2 \cdot A^2 N}{3 R T} \cdot \cos \delta \cdot \sin \delta.$$

H. R. S.

Raphael Ed. Liesegang. Reifung von Silberhaloidemulsionen. ZS. für Photogr. 22, 81—84, 1923, Nr. 4/5. KBr, NH₄OH, KCNS und Na₂SO₃ bewirken starke Reifung von AgBr, das in einer Gelatinegallerte hochdispers verteilt ist. Methylviolett 2B wirkt reifungshemmend. Ein aufgelegtes Stück Kupfer oder eiserner Nagel halten die Nachreifung auf einige Millimeter Distanz vollkommen.

In den äußeren Grenzen der Diffusionszonen ist die Reifung dagegen besonders stark. Diese antagonistische Wirkung von geringen und höheren Konzentrationen wird fälschlicherweise hingewiesen.

P. P. KOCH.

Wightman, A. P. H. Trivelli and S. E. Sheppard. The size-frequency distribution of particles of silver halide in photographic emulsions and its relation to sensitometric characteristics. IV. Journ. Franklin Inst. 195, 923, Nr. 5. Kurze vorläufige Mitteilung über das Vorhandensein einer statistischen Verteilung der Empfindlichkeit auf die verschiedenen Körner einer Bromsilberemulsion.

P. P. KOCH.

Wightman, A. P. H. Trivelli and S. E. Sheppard. The size-frequency distribution of grains of silver halide in photographic emulsions and its relation to sensitometric characteristics. V. Systematic correlation. phys. chem. 27, 466—480, 1923, Nr. 5. Für eine Reihe von 7 Emulsionen ist die sensitometrische Verhalten und gleichzeitig die Verteilung der einzelnen Bromkörner auf die verschiedenen Korngrößen festgestellt worden. Die Emulsionen alle in ähnlicher Weise präpariert, mit der einen Ausnahme, daß ein Faktor t wurde, der die Größenverteilung der Körner bestimmte. Angaben über diesen Faktor werden nicht gemacht. Die Ergebnisse werden in Form von Tabellen und Graphen mitgeteilt. Sie zeigen, daß die Emulsionen ihren Charakter kontinuierlich haben, beispielsweise in dem Sinne, daß Steigerung der Empfindlichkeit mit der Art der Größenverteilung der Körner Hand in Hand geht.

P. P. KOCH.

unge. Über die sogenannten Geister der Spektralgläser. Ann. d. Phys. 178—186, 1923, Nr. 9/12. Wenn die Furchen eines Beugungsgitters nicht genau an den richtigen Stellen liegen und die fehlerhafte Verteilung der ersten m Furchen bei den folgenden Gruppen von m Furchen wiederholt (m beträgt einige Hundert bis einige Tausend), so treten im Spektrum dicht neben den Hauptlinien vom Gangunterschied $d = \mu\lambda$ (μ ganze Zahl) „Rowlandgeister“ bei den Gangunterschieden $\lambda/m; \mu\lambda \pm 2\lambda/m \dots$ auf (Rowlandsche Theorie der Geister). Verf. zeigt (vgl. Ber. S. 312), daß sich in ähnlicher Weise die weitaus von den wahren Linien entfernten „Lymangeister“ erklären lassen. Man muß dazu annehmen, daß sich die Furchen von der Periode m Fehler von der ebenfalls großen Periode m_1 überlagern. Innerhalb dieser Periode noch eine Fehlerperiode m_2 besteht, wo m_2 kleiner als m_1 und kein aliquoter Teil von m_1 ist. Bei „Fehlern“ braucht man nicht gerade die fehlerhafte Lage zu denken; jede andere periodisch wiederkehrende Unregelmäßigkeit, z. B. in der Furchentiefe, bewirkt das gleiche: die Summation nämlich der einzelnen Furchen ausgehenden Lichterregungen zeigt, daß neben der Hauptperiode λ Geister bei den Gangunterschieden $\mu\lambda \pm s\lambda/m_1$ auftreten, wo s/m_1 z. B. bei $\frac{1}{5}$ den Brüchen $\frac{1}{5}$ und $\frac{2}{5}$ nahekommt. Zahlenbeispiel: $m_1 = 298$, $m_2 = 5$. Ist für $s = 58, 59, 60, 61$ nahezu gleich $\frac{1}{5}$, für $s = 118, 119, 120, 121$ nahezu $\frac{2}{5}$. Für die erste Gruppe ergeben sich als Werte $d/\lambda: 1,795302; 1,798658; 1,805369$, während Meggers und Kiess innerhalb der Fehlergrenzen das finden: $1,795348; 1,798680; 1,802016; 1,805352$. Woher die Perioden m_1 und m_2 stammen, ist unbekannt.

BUCHWALD.

Lack. Compensation accommodative du chromatisme de l'œil. Influence de la théorie de d'Alembert. C. R. 176, 859—861, 1923, Nr. 12. Durch die Verwendung eines besonderen hergestellten Objektivs von guter sphärischer Korrektion, ohne Farbenabweichungen, die durch Ersatz des Flint durch Kron (und um-

gekehrt) hervorgerufen sind, wird festgestellt, daß die größte Bildschärfe bei vi Einstellung sich ergibt, wenn die Einstellungsebene mit dem Vereinigungspunkt gelben Strahlen zusammenfällt. Es ist deshalb auch für das Auge anzunehmen, auf den gelben Bildpunkt akkommodiert wird, im Gegensatz zur d'Alembert Theorie, nach der auf die Mitte des sichtbaren Spektrums eingestellt wird. H. R. S.

H. H. Emsley and E. F. Fincham. Diffraction Halos in Normal and Glaucomatous Eyes. *Optician* 65, 3—8, 1923, Nr. 1665. (Vgl. diese Ber. S. 502—503.)

H. R. S.

Willard B. Fisher. Development of Low Visual Acuity and Ocular Dynamics. *Optician* 64, 390—393, 1923, Nr. 1663. Eine Besserung der Amblyopie, sowie Vergrößerung des Akkommodationsbereiches läßt sich namentlich bei jugendlichen Personen durch systematische Übungen erzielen. Als Übungsobjekte dienen Sehtafeln, deren Abstand vom Auge stufenweise vergrößert wird. An einigen Beispielen wird gezeigt, daß selbst in Fällen, bei denen die ursprüngliche Sehschärfe etwa 20% betrug, nach einigen Monaten volle Sehschärfe erreicht werden konnte. H. R. S.

7. Wärme.

O. D. Chwolson. Lehrbuch der Physik. 2. Aufl. Dritter Band, zweite Abteilung: Die Lehre von der Wärme. Herausgegeben von Gerhard Schmidt. Mit 112 Abbildungen. VII u. 460 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Aktiengesellschaft. 1923. Über die erste Abteilung des dritten Bandes vgl. diese Ber. S. 102. Die liegende zweite Hälfte der Wärme enthält die Grundlagen der Thermodynamik, die Anwendung der Thermodynamik auf bereits früher betrachtete Erscheinungen wie Oberflächenspannung, auf die adiabatische Zustandsänderung flüssiger und fester Körper, endlich auf den Druck der strahlenden Energie und das Gesetz von Stefan, ferner die Änderungen des Aggregatzustandes, und zwar die Zusammenstellung der Tatsachenmaterials und die theoretische Behandlung auf Grund der Gesetze der Thermodynamik, die Eigenschaften der gesättigten Dämpfe nebst Hygrometrie, die ungesättigten Dämpfe, den kritischen Zustand und die korrespondierenden Zustände, endlich das Gleichgewicht sich berührender Körper, die Phasenregel und die Lösungen. — Die Wärme Chwolsons zeichnet sich durch eine moderne Behandlung des Stoffes und durch die wertvolle Hinzufügung der wichtigsten Literaturnachweise aus. S.

W. Palmær. Om några av blysuperoxidens fysikaliska egenskaper. *Forsknings-Tidsskrift* 20, 119—120, 1922, Nr. 4. [S. 1188.] J. O.

J. C. Mc Lennan und G. M. Shrum. Über die Verflüssigung von Wasserstoff und Helium. 2. Veröffentlichung. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [8], 1922. Beschreibung und Abbildung der an der Toronto-Universität benutzten Apparate zur Reinigung und Verflüssigung von H_2 und He. Der H_2 wird durch mehrfaches Frieren der Verunreinigungen so weit gereinigt, daß ein Dauerbetrieb der Verflüssigung möglich ist, ohne die im allgemeinen nach einiger Zeit auftretende Verstopfung der Apparate durch fest gewordene Fremdgase. Der Verflüssiger liefert ständig bis 15 Liter flüssigen H_2 . Die He-Apparatur ist noch nicht erprobt. *R.

G. Ribaud. Théorie du four à induction à haute fréquence. *Journ. de la Société le Radium* (6) 4, 214 S.—216 S., 1923, Nr. 4. [S. 1194.] C. M.